22 317

ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME VII. JUILLET 1952. N° 29.

TOME VII — JUILLET 1952 — N° 29

ANNALES DE RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO-CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET Cie (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)
SOCIÉTÉ ANONYME LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (L. C. C.)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F., Centre d'Information et de Documentation, 10, rue Carducci, Paris (19e).

ri
ga
te
de
au
ce
d'
ha
so
au
d'

GÉNÉRALITÉS SUR LES T.P.O. AUTO-OSCILLATEURS A RÉACTION. THÉORIE DU T.P.O. REFLEX

Par M. DENIS,

Département Électronique, Centre de Recherches techniques
de la Compagnie générale de T. S. F.

Sommaire. — *Dans la première partie de cette étude, l'auteur rappelle les propriétés des T. P. O. auto-oscillateurs à réaction interne ou externe par le champ électromagnétique en dégageant l'intérêt qu'offrent les lignes à forte dispersion pour un fonctionnement satisfaisant de l'oscillateur; il insiste sur le fait que les meilleures performances sont obtenues théoriquement avec une ligne à dispersion anormale minimum, mais qu'une telle ligne est mieux employée dans un oscillateur du type « carcinotron ».*

Dans la seconde partie, il développe une théorie élémentaire du T. P. O. reflex et montre que ce tube présente sur les précédents un grand nombre d'avantages; entre autres : un taux d'accord électronique élevé et une grande facilité de commande à l'aide de deux tensions (tension d'accélération, tension réflectrice).

Les résultats expérimentaux confirment les prévisions théoriques, à l'exception toutefois des rendements de puissance qui s'avèrent nettement inférieurs à ceux qu'il est possible d'espérer.

(C. D. U. 621.385.1.029.6.)

Summary. — *In the first part of this paper the author recalls the properties of travelling-wave tube self-oscillator with electromagnetic internal or external feedback and brings out the advantages offered by the high dispersion lines for a satisfactory working of the oscillator; he stresses the fact that the best performances are theoretically obtained with a minimum abnormal dispersion line, but that such a line is better utilized in an oscillator of the « carcinotron » type.*

In the second part, he evolves an elementary theory for the reflex travelling-wave tube and shows that this tube enjoys many advantages over the preceding ones, among others : a high rate of electronic tuning and a great ease of control by means of two voltages (anode voltage, repeller voltage).

The experimental results confirm the theoretic forecasts, save however for power efficiency which turns out to be markedly inferior to those one might expect. (U. D. C. 621.385.1.029.6.)

A. — GÉNÉRALITÉS SUR LES T. P. O. AUTO-OSCILLATEURS A RÉACTION.

1. Les plus anciennes études théoriques et expérimentales sur les tubes amplificateurs à propagation d'ondes (T. P. O.) ont rapidement montré aux techniciens que de tels organes doivent présenter des propriétés intéressantes si on les utilise comme auto-oscillateurs, générateurs de puissance en ondes centimétriques. En effet, les premiers modèles d'amplificateurs ne contiennent, sous leur forme habituelle, aucun élément hautement sélectif; ils sont basés, au contraire, sur l'échange d'énergie lié au mouvement relatif d'un faisceau électronique et d'une onde — guidée par une hélice — dont la vitesse varie peu avec la fréquence. *A priori* en associant à un amplificateur de ce genre un circuit de rétrocouplage extérieur plus ou moins sélectif muni de paramètres de réglages mécaniques, il doit être techniquement possible d'obtenir, dans de larges limites, un accord rapide et fidèle répondant à une loi déterminée. D'autre part, l'accord électronique de l'oscillateur ainsi conçu apparaît, en première analyse, beaucoup plus étendu que celui des klystrons par exemple; ces derniers souffrent effectivement de deux défauts importants :

d'une part, la haute sélectivité des cavités dont la présence limite considérablement la bande d'accord électronique;

d'autre part, l'étroite dépendance mécanique ou électrique entre les cavités définissant la fréquence et les éléments purement électroniques commandant l'interaction champs-faisceau, particularité qui conduit à des réglages restreints, lents et délicats, difficilement acceptables dans certaines applications.

On se propose d'examiner au cours de cet article dans quelle mesure les espoirs fondés sur l'emploi des T. P. O. à réaction comme auto-oscillateurs à très large bande sont justifiés.

Il convient d'ailleurs de signaler que c'est bien souvent à leurs dépens que les réalisateurs de T. P. O. ont appris les possibilités d'auto-oscillation de leurs tubes; cette tendance à l'accrochage par réaction interne dans les premiers modèles a rendu indispensable l'introduction d'une *atténuation répartie* qui offre deux inconvénients majeurs :

— nécessité d'accroître considérablement la longueur du tube pour obtenir en petits signaux un gain suffisant;

— réduction importante du rendement maximum utile.

Plus tard, il a été possible d'obvier partiellement à ces défauts en faisant appel à l'*atténuation localisée* : il n'en demeure pas moins que les délicats problèmes techniques posés par la réalisation d'une atténuation localisée convenable constituent des difficultés sérieuses imputables à l'origine à cette faculté d'osciller que possèdent les T. P. O. amplificateurs.

L'étude expérimentale des oscillations parasites observées dans les T. P. O. amplificateurs peut, évidemment, être précieuse pour l'établissement d'un projet de T. P. O. auto-oscillateur, mais elle n'est féconde que dans la mesure où les résultats peuvent s'interpréter grâce à la théorie relativement simple et maintenant bien confirmée des échanges d'énergie entre onde électromagnétique et faisceau électronique; il n'en est pas toujours ainsi et les oscillations parasites se montrent capricieuses et difficilement contrôlables. A titre d'exemple, on a pu parfois constater, au cours de la mise au point des T. P. O., type 85, la présence d'oscillations parasites puissantes de fréquence avoisinant 1 kMc/s; or, le gain maximum de ces tubes est obtenu, étant donné la structure de l'hélice, pour une fréquence de 2,5 kMc/s et à la lumière des théories élémentaires, si des réactions internes se produisent, les auto-oscillations devraient, de préférence, se manifester aux environs de cette dernière fréquence.

L'aspect de ces phénomènes parasites met en évidence la complexité des mécanismes de l'interaction entre champ et faisceau ou de l'auto-excitation à l'intérieur des tubes relativement longs prévus pour le fonctionnement en amplificateurs; c'est pourquoi l'étude des auto-oscillateurs et de leurs possibilités exige une analyse théorique préalable méticuleuse et la réalisation de modèles expérimentaux bien appropriés; il est par exemple incorrect, sur le plan théorique, de négliger, dans le cas des tubes courts, les ondes à amortissement positif ou nul au seul profit de l'onde à amortissement négatif, alors que dans le cas des tubes longs, employés en amplificateurs, cette opération est parfaitement légitime.

2. DISPOSITIFS OSCILLATEURS A RÉACTION PAR LE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE.

2.1. **Oscillateurs à réaction interne** ([1]). — Des oscillateurs d'essais de ce type ont été étudiés par divers auteurs [1], [2]. Nous utiliserons ici les résultats

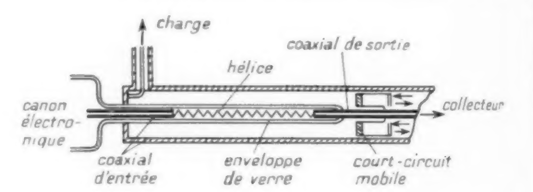


Fig. 1. — Schéma d'un T. P. O. à réaction interne.

acquis tout récemment par M. T. Jones [2] en insistant sur l'importance d'une donnée du problème qu'un grand nombre d'auteurs ont laissé quelque peu dans l'ombre et qui nous semble fondamentale : il s'agit de la dispersion de la ligne à retard.

Dans le modèle expérimental proposé par M. T. Jones, la ligne est constituée par une hélice de longueur utile d'interaction l (*fig.* 1). A chaque extrémité, des éléments de transition à large bande, permettent l'adaptation de l'hélice à des tronçons de coaxiaux; l'un de ceux-ci, côté canon, est couplé par boucle à la charge, l'autre est muni d'un court-circuit mobile qui permet de faire varier la longueur électrique totale. Le chemin de rétrocouplage est principalement constitué par l'hélice qui guide l'onde électromagnétique de retour.

L'auto-excitation est possible lorsque sont satisfaites une condition d'amplitude et une condition de phase; dans l'hypothèse des petits signaux et en

(1) Nous excluons de notre étude les oscillateurs à réaction *interne* du type *carcinotron* [3] dont le fonctionnement n'exige pas la présence de réflexions terminales.

supposant le tube suffisamment long pour que l'on n'ait à considérer dans l'échange d'énergie que la seule onde à amortissement négatif, la condition d'amplitude s'écrit

$$C \rho_0 \rho_l e^{(\bar{\gamma}+\gamma)l} \geq 1, \tag{1}$$

$\bar{\gamma}$ mesure le gain par unité de longueur, γ est fonction des caractéristiques du faisceau (intensité de courant, tension) et de la fréquence;

γ représente l'atténuation par unité de longueur;

ρ_l module du coefficient de réflexion à la sortie, est égal dans le cas actuel à l'unité;

ρ_0 module du coefficient de réflexion à l'entrée, dépend essentiellement de la charge, donc de la fréquence;

C est un facteur qui caractérise le partage d'énergie entre les trois ondes résultant de l'interaction; C est de l'ordre de $\frac{1}{3}$.

Les fréquences f possibles d'oscillation sont déterminées par la condition de phase qui s'écrit dans le cas actuel :

$$N = \frac{fl}{v_1} + \frac{fl}{v} + \frac{2fL}{c}, \tag{2}$$

où

N représente un nombre entier ou mode;

v_1, la vitesse de phase de l'onde directe (onde forcée) qui dépend de la fréquence, de la vitesse v_0 des électrons et, dans une certaine mesure de l'intensité du faisceau;

v, la vitesse de l'onde réfléchie (onde libre), qui ne dépend pratiquement que de la fréquence;

c, la vitesse de la lumière;

L, la longueur équivalente des transitions terminales hélice-coaxial.

L'analyse des expressions (1) et (2) permet de comprendre, au moins qualitativement, le fonctionnement de l'oscillateur.

Dans le cas actuel on dispose de deux paramètres principaux pour faire varier la fréquence d'oscillation : la vitesse v_0 du faisceau (ou sa tension) et la longueur L.

2.1.1. INFLUENCE DU PARAMÈTRE DE RÉGLAGE v_0. — *a. Taux d'accord électronique à N constant.* — Si l'on reste sur un ordre N donné, on peut écrire en différentiant la relation (2) :

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}v_0} = \frac{\dfrac{fl}{v_1^2}\dfrac{\partial v_1}{\partial v_0}}{\dfrac{N}{f} - fl\left(\dfrac{1}{v_1^2}\dfrac{\partial v_1}{\partial f} + \dfrac{1}{v^2}\dfrac{\partial v}{\partial f}\right)}$$

ou, en supposant en première approximation

$$v_1 = v \qquad \text{et} \qquad \frac{l}{v} \gg \frac{L}{c},$$

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}v_0} = \frac{\dfrac{\partial v_1}{\partial v_0}}{2\left(\dfrac{v}{f} - \dfrac{\partial v}{\partial f}\right)}. \tag{3}$$

En introduisant comme paramètre variable, non plus la vitesse v_0 des électrons, mais la tension U_c du faisceau, (3) devient

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0} = \frac{\dfrac{\partial v_1}{\partial U_0}}{2\left(\dfrac{v}{f} - \dfrac{\partial v}{\partial f}\right)}. \tag{4}$$

Pour un tube donné, $\frac{\mathrm{d}v_1}{\mathrm{d}U_0}$, pratiquement indépendant de U_0 et f, est, en général, très inférieur à 1. $\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0}$ mesure le taux d'accord électronique à N constant; ce taux est d'autant plus élevé que, toutes choses égales d'ailleurs, la quantité $\frac{v}{f} - \frac{\partial v}{\partial f}$ est plus voisine de zéro.

Presque toujours pour une hélice, $\frac{\partial v}{\partial f}$ est nul ou négatif et le taux d'accord électronique demeure faible.

Pour une ligne à retard — autre qu'une hélice standard — possédant une dispersion négative $\left(\frac{\partial v}{\partial f} > 0\right)$ le taux peut être plus élevé; la meilleure condition correspondrait à $\frac{\partial v}{\partial f} = \frac{v}{f}$; en fait, *il n'existe pas de circuit de propagation réel caractérisé par cette relation idéale.*

En effet, si l'on représente par v_g la vitesse de groupe, on peut écrire

$$v_g = \frac{v}{1 - \dfrac{f}{v}\dfrac{\partial v}{\partial f}},$$

v_g qui mesure dans une ligne sans perte la vitesse de transmission de l'énergie, doit être, en valeur absolue, toujours inférieure à c, vitesse de la lumière; or, $\frac{\partial v}{\partial f} = \frac{v}{f}$ conduirait à une valeur supérieure pour v_g; (4) s'écrit encore

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0} = \frac{\dfrac{\partial v_1}{\partial U_0}}{2\dfrac{v}{f}\dfrac{v}{v_g}}.$$

Si l'on compare deux lignes présentant le même taux de retard $= m\frac{c}{v}$ à une certaine fré-

quence f, mais caractérisées l'une par une dispersion nulle ($v_g = v$), l'autre par une dispersion négative normale maximum ($v_g = c$), on remarque que le taux d'accord électronique de la seconde est m fois plus élevé que celui de la première. Il existe également des lignes à dispersion négative anormale minimum ($v_g = -c$) pour lesquelles le taux est également multiplié par m; mais il apparaît alors un mécanisme d'excitation différent, non lié à la présence d'une onde réfléchie (carcinotron [3]).

De toute manière, avec une hélice standard, le taux d'accord électronique demeure faible. La largeur de bande — *sur un ordre N donné* — correspond à la variation de fréquence compatible avec une variation de U_0 satisfaisant à la condition d'entretien (1).

On peut écrire

$$\int_{f_1}^{f_2} \frac{\mathrm{d}f}{f} \frac{v^2}{v_g} = \frac{1}{2} \int_{(U_0)_1}^{(U_0)_2} \frac{\partial v_1}{\partial U_0} \mathrm{d}U_0,$$

l'écart $(U_0)_2 - (U_0)_1$ dépend évidemment du rapport entre le courant d'accrochage et le courant actuel. Pour une hélice sans dispersion, on peut écrire sensiblement

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{4} \frac{\Delta U_0}{U_0} \left(\frac{\partial v_1}{\partial U_0} \right).$$

En conclusion, sur un mode donné, la variation totale de fréquence en fonction de U_0 est très faible. Ce comportement caractérise les oscillateurs à hélice fonctionnant grâce à une réaction interne par le champ électromagnétique; en principe — *et sous réserve des remarques du prochain paragraphe* — la stabilité de fréquence en regard des fluctuations des tensions d'alimentation demeure très bonne : ces oscillations sont donc difficilement modulables par un procédé électronique.

b. Séparation des ordres d'oscillation. — Il existe, par contre, des instabilités brutales dues au passage d'un ordre N à un ordre voisin en fonction des variations de tension; la variation de tension, qui permet le saut entre deux ordres, peut être déterminée de la manière suivante :

Si l'on suppose, d'une part, que la longueur électrique de l'hélice est nettement plus grande que celle des terminaisons coaxiales et, d'autre part, que $v_1 = v$, on obtient respectivement comme fréquences centrales d'oscillations :

$$f_N = \frac{N}{2l} v(f_N),$$

$$f_{N+1} = \frac{N+1}{2l} v(f_{N+1}).$$

On en déduit, en prenant des différentielles finies :

$$(5) \qquad \frac{\Delta\left(\frac{v}{f}\right)}{\frac{v}{f}} = \frac{1}{N+1},$$

(5) donne aisément

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{N+1} \frac{\frac{\Delta v}{\Delta f} \frac{f}{v}}{\frac{\Delta v}{\Delta f} \frac{f}{v} - 1},$$

soit en remplaçant la vitesse v par la tension correspondante de faisceau U_0 :

$$\frac{\Delta U_0}{U_0} = \frac{2}{N+1} \frac{\frac{\Delta v}{\Delta f} \frac{f}{v}}{\frac{\Delta v}{\Delta f} \frac{f}{v} - 1}$$

ou encore, en admettant que dans un domaine étroit on puisse remplacer $\frac{\Delta v}{\Delta f}$ par $\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}f}$:

$$(6) \qquad \frac{\Delta U_0}{U_0} = \frac{2}{N+1} \left(1 - \frac{v_g}{v} \right).$$

La variation relative de fréquence correspondante vaut, toujours d'après (5),

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{N+1} \frac{1}{\frac{f}{v} \frac{\Delta v}{\Delta f} - 1}$$

ou, avec l'hypothèse précédente

$$(7) \qquad \frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{N+1} \frac{v_g}{v}.$$

Bien que le calcul effectué soit assez grossier, on peut, néanmoins, en tirer les enseignements suivants :

α. Pour une structure de ligne à retard donnée, la séparation des ordres en tension et en fréquence est d'autant meilleure que l'ordre N est plus petit (ou le tube plus court). La condition d'entretien (1) est alors satisfaite en accroissant simultanément l'intensité du faisceau ou, d'une façon plus générale, le paramètre de couplage avec comme avantage subsidiaire une augmentation de la puissance hyperfréquence.

β. La séparation des ordres dépend de la dispersion de la ligne à retard : pour une ligne sans dispersion (cas de l'hélice dans un large domaine de fréquences) la séparation des ordres en tension est très faible puisque $v_g = v$; dans cette région, l'oscillateur est très instable, la moindre variation des caractéristiques électroniques (tension, intensité du faisceau, focalisation) ou de la charge, favorise le passage d'un ordre à l'ordre voisin; en régime de

modulation par la tension du faisceau l'hystérésis est très important; enfin, le rendement de puissance demeure faible car dans la recherche des conditions optima sur un ordre donné on se heurte à la possibilité d'apparition d'une oscillation sur les ordres immédiatement voisins.

γ. Pour une ligne à dispersion positive (cas de l'hélice au-dessous d'une certaine fréquence) : $0 < \frac{v_g}{v} < 1$; la séparation est d'autant meilleure que $\frac{v_g}{v}$ est plus faible. Par contre, le taux de modulation électronique $\frac{df}{dU_0}$ est multiplié par $\frac{v_g}{v}$. Dans ce domaine, l'auto-oscillateur pourra être utilisé comme générateur non modulé de bonne stabilité, toute la bande des fréquences possibles étant obtenue par des variations simultanées de la tension U_0 et — comme on le verra plus loin — du paramètre d'accord mécanique L.

δ. Pour une ligne à dispersion négative normale :

$$1 < \frac{v_g}{v} < m,$$

la séparation est encore meilleure et atteint au maximum la valeur

$$\frac{\Delta U_0}{U_0} = \frac{2(m-1)}{N+1}.$$

En même temps, le taux de modulation électronique est multiplié par $\frac{v_g}{v}$ (soit m au maximum).

Des tubes munis de telles lignes à retard constituent donc des oscillateurs stables — au sens où nous l'entendons dans l'actuel paragraphe — et aisément modulables.

Enfin, pour des lignes à dispersion négative anormale :

$$-m < \frac{v_g}{v} < 0,$$

les conclusions sont identiques; en fait, l'oscillation se produira — comme nous l'avons déjà signalé — grâce à un mécanisme totalement différent sans qu'il soit nécessaire d'avoir une onde réfléchie (carcinotron).

2.1.2. Accord mécanique. — Dans l'exemple schématique représenté par la figure 1 l'accord mécanique est obtenu grâce au déplacement du piston de court-circuit (paramètre L). Le taux d'accord mécanique $\frac{df}{dL}$ s'exprime en différentiant totalement la relation (2) :

$$\frac{df}{dL} = -\frac{f}{l\frac{c}{v}\left(1 - \frac{f}{v}\frac{dv}{df}\right) + L}$$

ou

$$\frac{df}{dL} = -\frac{f}{l\frac{c}{v_g} + L}.$$

Le taux croît constamment lorsque l'on passe d'une ligne à dispersion positive maximum :

$$v_g = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{df}{dL} = 0$$

à une ligne à dispersion négative normale maximum :

$$v_g = c \qquad \text{et} \qquad \frac{df}{dL} = \frac{f}{l + L}.$$

Dans le cas des *lignes dispersives*, il est nécessaire de régler simultanément L et U_0 afin de ne pas changer l'ordre d'oscillation. Pour les hélices à dispersion positive dont nous avons montré l'intérêt dans la réalisation d'un générateur stable à large bande d'accord, on peut écrire, en admettant que la vitesse de groupe v_g est constante dans un domaine de fréquence assez étendu :

$$\frac{df}{f} = -\frac{dL}{l\frac{c}{v_g} + L}.$$

La variation totale Δf pour une variation ΔL est donnée en supposant $l\frac{c}{v_g} \gg L$, par la relation

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{\Delta L}{l}\frac{v_g}{c}.$$

Pour que l'on puisse couvrir, en agissant simultanément sur L et U_0, tout le domaine des fréquences possibles d'oscillations, il est nécessaire que l'écart relatif $\frac{\Delta f}{f}$ obtenu par la variation ΔL_{max} soit supérieur à l'écart $\frac{\Delta f}{f}$ correspondant au saut de l'ordre N à l'ordre $N + 1$ défini par la relation (7); ceci conduit à une course L_{max} au moins égale à $l\frac{m}{N+1}$, soit encore en se reportant à la relation (2), au moins égale à $\frac{\lambda^M}{2}$, λ^M, mesurant la plus grande longueur d'onde d'oscillation du tube.

2.1.3. D'une façon générale, on peut conclure que les T. P. O. auto-oscillateurs à réaction interne n'offrent qu'un intérêt mineur sur le plan technique.

a. Les tubes incorporant des lignes peu dispersives, sont sujets à des instabilités brutales de fréquences qui les rendent pratiquement inutilisables.

b. Les tubes munis de lignes à dispersion positive suffisamment élevée peuvent être employés comme

générateurs de mesure stables à grande gamme d'accord, mais l'exploration de toute la bande exige, en principe, la commande simultanée de deux paramètres : l'un électronique (la tension U_0), l'autre mécanique (le déplacement du piston de court-circuit dans le schéma adopté).

En fait, si l'on se reporte à la condition d'entretien (1) on constate qu'elle fait intervenir les paramètres unitaires γ et $\bar{\gamma}$; le premier dépend uniquement de la fréquence; le second est fonction d'une part de la fréquence par l'intermédiaire de l'impédance de couplage et, d'autre part, de l'impédance du faisceau $\frac{U_0}{i_0}$; si la bande que l'on désire couvrir est assez large, il est donc nécessaire d'agir également sur i_0 pour donner à $\bar{\gamma}$ une valeur convenable.

La condition d'entretien (1) dépend également du coefficient ρ_0 qui, étant donné la nature du couplage charge-tube, est une fonction de la fréquence; la recherche des conditions de fonctionnement optima exige l'adjonction d'un paramètre supplémentaire d'adaptation.

Une exploitation complète des possibilités de ce type d'oscillateur nécessite donc, en pratique, quatre paramètres de réglage.

c. Enfin, pour notre objet, les avantages des lignes possédant une dispersion négative élevée dans un large domaine de fréquences sont surtout théoriques. Pratiquement, dès l'abord, on retrouve les défauts, déjà signalés plus haut, relatifs aux variations des facteurs $\bar{\gamma}$, γ et ρ_0 en fonction de la fréquence ou de U_0.

D'autre part, les lignes de ce genre sont constituées sous forme de structures périodiques (lignes à vannes, lignes interdigitales) comparables aux filtres passe-bande conventionnels et il est assez difficile de réaliser un ensemble répondant à une loi de dispersion prédéterminée.

Mais leur défaut le plus grave réside dans la présence, à côté du mode de transmission fondamental de modes harmoniques d'espace possédant des caractéristiques de dispersion très différentes : si l'on a su par exemple réaliser une ligne dont le mode fondamental est à dispersion négative normale, il existe un mode harmonique à dispersion anormale qui peut favoriser pour une même tension U_0 une oscillation du type « carcinotron » sur une fréquence nettement différente de celle que l'on espérait; ces différents points sont d'ailleurs revus à la lumière d'une théorie très simplifiée des lignes dans une Note placée en fin de texte.

d. Sur le plan théorique, l'analyse du comportement des T. P. O. à réaction interne montre l'intérêt des tubes très courts (N petit) et en toute rigueur, l'étude précédente devrait être modifiée en faisant intervenir les deux ondes à amortissement positif ou nul négligées jusqu'ici; notre objet principal n'étant pas l'étude générale des T. P. O. auto-oscillateurs, mais bien celle du T. P. O. reflex, c'est uniquement pour ce dernier tube que nous nous efforcerons de développer une théorie tenant compte de l'ensemble des trois ondes.

2.2. **T. P. O. auto-oscillateurs à réaction externe**. — Le défaut marquant des T. P. O. à réaction interne — et principalement des T. P. O. incorporant une ligne à petite dispersion telle qu'une hélice — réside dans la faible séparation en tension entre les divers ordres d'oscillation. Le T. P. O. à réaction externe permet-il d'éviter cet inconvénient ?

2.2.1. La structure de principe du T. P. O. à réaction externe est représentée sur la figure 2,

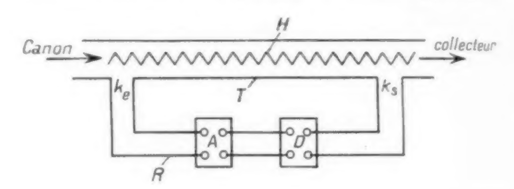


Fig. 2. — Bloc-diagramme d'un T. P. O. à réaction interne.

Le tube amplificateur (T) incorpore une ligne à retard (H) présentant une atténuation suffisamment élevée afin de supprimer toute possibilité de réaction interne; cette atténuation est, de préférence, réalisée sous forme localisée, ce qui diminue la longueur du tube pour un gain donné et favorise l'obtention d'un bon rendement utile.

Le circuit de réaction (R) se compose essentiellement d'une ligne de transmission (ligne à retard, coaxial, guide d'ondes) couplée en ses deux extrémités à (H), les coefficients de couplage ayant respectivement pour valeurs $K_e e^{j\psi_e}$ et $K_s e^{j\psi_s}$ ($|K_e|$, $|K_s| \leq 1$); et, accessoirement :

— d'un filtre à bande étroite (A) caractérisée par une loi de transmission

$$A(f)\, e^{j\psi_1(f)} \qquad [A(f) \leq 1].$$

Un tel filtre peut être réalisé avec des cavités directement couplées ou, mieux encore, en disposant dans la ligne à réaction des susceptances localisées distantes de $\frac{\lambda}{4}$. L'élément sélectif est, en général

accordable de manière à permettre une variation aussi large que possible de la fréquence centrale;

— d'un déphaseur réglable (D), peu sélectif, introduisant un déphasage $\psi_2(f)$ qui permet de centrer le mode N choisi par rapport à la bande passante du filtre.

La condition d'entretien en amplitude s'écrit

$$C K_s K_e A(f) e^{(\bar{\gamma}+\gamma) l_1} > 1 \tag{8}$$

et la condition de phase

$$N = \frac{f l_1}{v_1} + \frac{f l_2}{v_2} + \frac{\psi_s + \psi_e + \psi_2}{2\pi} + \frac{\psi_1(f)}{2\pi}, \tag{9}$$

(l_1, v_1) et (l_2, v_2) caractérisant respectivement les lignes interne et externe;

$(\psi_e + \psi_s + \psi_2)$ dépend peu de la fréquence et peut être négligé dans les calculs ultérieurs.

Le comportement de l'oscillateur se déduit aisément de l'analyse des relations (8) et (9).

2.2.2. Taux d'accord électronique a N constant (U_0 variable). — La différentiation totale de (9) donne

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0} = \frac{\dfrac{f l_1}{v_1^2}\dfrac{\partial v_1}{\partial U_0}}{\dfrac{l_1}{v_1}\left(1 - \dfrac{f}{v_1}\dfrac{\partial v_1}{\partial f}\right) + \dfrac{l_2}{v_2}\left(1 - \dfrac{f}{v_2}\dfrac{\partial v_2}{\partial f}\right) + \dfrac{1}{2\pi}\dfrac{\partial \psi_1}{\partial f}}.$$

Soit encore en introduisant les vitesses de groupe v_{g_1} et v_{g_2} :

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0} = \frac{\dfrac{f l_1}{v_1^2}\dfrac{\partial v_1}{\partial U_0}}{\dfrac{l_1}{v_{g_1}} + \dfrac{l_2}{v_{g_2}} + \dfrac{1}{2\pi}\dfrac{\partial \psi_1}{\partial f}}.$$

Si l'on néglige provisoirement le terme $\frac{\partial \psi_1}{\partial f}$, ce qui revient à considérer un filtre à bande très large, on constate que l'on peut obtenir un taux d'accord électronique très élevé à condition que

$$\frac{l_1}{v_{g_1}} + \frac{l_2}{v_{g_2}} \simeq 0,$$

autrement dit, si l'une des lignes est à dispersion nulle, positive ou négative normale, l'autre doit être à dispersion négative anormale; mais, encore une fois, on sait qu'une telle ligne est mieux utilisée dans un carcinotron que dans un système à réaction.

2.2.3. Pratiquement, c'est dans le cas d'emploi des lignes habituelles présentant peu de dispersion (hélice pour l'amplificateur, coaxial ou guide d'ondes pour le circuit de réaction) que l'oscillateur actuel présente un avantage sur l'oscillateur à couplage interne.

Déjà en l'absence du filtre A on voit que l'on peut, en général, négliger $\frac{l_2}{v_{g_2}}$ devant $\frac{l_1}{v_{g_1}}$; en conséquence, pour une même ligne à retard interne le taux d'accord électronique et la séparation entre modes voisins sont presque deux fois plus élevés dans le cas actuel que dans le cas traité initialement.

En présence du filtre A, le taux d'accord électronique vaut approximativement

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0} = \frac{\dfrac{f l_1}{v_1^2}\dfrac{\partial v_1}{\partial U_0}}{\dfrac{l_1}{v_{g_1}} + \dfrac{1}{2\pi}\dfrac{\partial \psi_1}{\partial f}}.$$

Pour les filtres habituels, à déphasage minimum, $\frac{\mathrm{d}\psi_1}{\mathrm{d}f}$ est positif; sa valeur est d'autant plus élevée que la bande passante de A est plus étroite et la variation $\frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}f}$ en dehors de la bande plus accusée.

Le taux d'accord électronique est donc considérablement diminué; le filtre confère une grande stabilité à la fréquence d'oscillation vis-à-vis des variations de U_0.

D'autre part, la séparation en tension $\frac{\Delta U_0}{U_0}$ entre les ordres N et $N+1$ est accrue et, de plus, pour la variation de fréquence $\frac{\Delta f}{f}$ correspondante, la réduction de A est telle que la condition d'entretien (8) n'est plus satisfaite.

2.2.4. L'oscillateur à réaction externe conçu selon le principe décrit possède donc les avantages suivants :

a. grande stabilité de la fréquence qui est principalement déterminée par les caractéristiques du filtre A;

b. suppression des ordres parasites et accroissement du rendement puisqu'il est possible de choisir une condition d'entretien qui corresponde au maximum d'interaction entre faisceau et champ électromagnétique. Pratiquement, le rendement atteint 2 à 3 %.

Un tel oscillateur est donc particulièrement indiqué comme générateur à grande bande d'accord « statique ». En fait, la bande est limitée par des contingences de circuit — entre autres la sélectivité de K_s et K_e — à une valeur relative d'environ ± 25 %. A l'intérieur de cette bande, une fréquence quelconque d'oscillation peut être obtenue en agissant simultanément sur la fréquence d'accord de A, le déphasage d'appoint ψ_2 et, éventuellement, si la

ligne à retard est dispersive, la tension du faisceau, soit trois paramètres de réglage, présentant, les deux premiers un caractère « mécanique », l'éventuel troisième un caractère « électronique ».

Les organes d'accord mécanique sont d'un emploi incommode et il est pratiquement impossible de les utiliser pour moduler en fréquence le signal engendré même dans le cas de très basses fréquences de modulation.

2.2.5. Les dispersitrons. — Devant cette impossibilité d'utiliser les organes d'accord mécanique, certains techniciens ont porté leur attention sur les possibilités de réalisation d'oscillateurs à réaction externe munis de paramètres de réglages purement électroniques (dispersitrons).

La forme la plus simple de dispersitron a été décrite plus haut : elle incorpore deux lignes dont les vitesses de groupe sont de signes opposés, la bande de fréquences est totalement couverte en agissant uniquement sur la tension du faisceau, mais nous avons déjà insisté sur le fait que la ligne à dispersion négative anormale est plus efficacement utilisée dans les générateurs du type « carcinotron ».

On a aussi étudié [4] et réalisé avec succès des oscillateurs incorporant dans leur circuit de retour un élément de ligne dont la vitesse de phase peut être réglée électriquement : un tel résultat est atteint, par exemple, en remplaçant partiellement le diélectrique qui remplit habituellement la ligne, par une substance à base d'oxydes de titane dont le haut pouvoir inducteur spécifique est une fonction rapidement variable des champs électriques appliqués.

Enfin, on a proposé de substituer à la ligne de retour un circuit actif constitué en principe par un faisceau électronique modulé par le champ engendré à la sortie du T. P. O. Le faisceau après modulation traverse un tube de glissement porté à une tension U_2; la vitesse v_2 de l'onde de retour est liée à U_2. A titre d'exemple dans la proposition de brevet [5] citée dans l'annexe bibliographique, un T. P. O. annexe, à gain faible, joue le rôle de ligne « électronique » de retour.

Il est possible, en conjuguant selon une certaine loi, les tensions U_0 et U_2 de parcourir tout le spectre des fréquences possibles d'oscillation; un générateur conçu sur ce modèle est donc modulable en fréquence par des procédés purement électroniques, mais la source de modulation doit fournir une puissance importante puisqu'elle commande simultanément le faisceau du T. P. O. amplificateur et celui de la ligne « électronique » de retour.

2.2.6. Ce dernier exemple conduit tout naturellement à la conception du *T. P. O. reflex* — étudié en détail dans les chapitres suivants — et qui représente, dans ses grandes lignes, l'oscillateur à réaction interne équivalent à l'oscillateur à réaction externe électronique que nous venons de décrire très sommairement.

On peut, dès maintenant, observer que dans un T. P. O. reflex c'est le courant modulé et non le champ électromagnétique qui subit la réflexion à la sortie du tube. La fréquence d'oscillation est, *grosso modo*, déterminée par la vitesse électronique, uniquement fonction des tensions appliquées au faisceau ou au réflecteur; la ligne à retard n'a d'autre but que de permettre l'échange d'énergie entre champs et électrons en mouvement. On conçoit, dès l'abord, qu'un tel système soit aisément modulable.

Les propositions qui viennent d'être formulées sont valables, mais en inversant les termes pour les T. P. O. à réaction interne par le champ électromagnétique : la fréquence d'oscillation dépend avant tout des caractéristiques « passives » de la ligne à retard et très peu de celles du faisceau; le tube est, par conséquent, difficilement modulable électroniquement.

B. — ESSAI DE THÉORIE DU T. P. O. REFLEX.

1. Nous allons développer une théorie élémentaire du T. P. O. reflex en utilisant une méthode d'exposition tout à fait comparable à celle que J. Bernier a employée dans un essai sur les T. P. O. amplificateurs linéaires [6].

1.1. **Mise en équation**. — Le schéma étudié est représenté sur la figure 3.

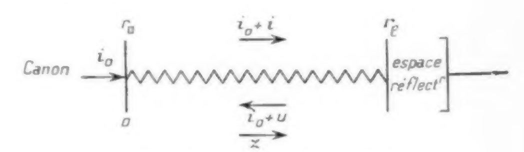


Fig. 3. — Schéma de principe étudié dans la théorie du T. P. O. reflex.

Les hypothèses simplificatrices sont les suivantes :

— le faisceau électronique monocinétique demeure bien parallèle;

— les signaux restent faibles;

— il n'existe qu'un type de propagation tout au long de la ligne à retard;

— la charge d'espace est négligeable;

— le faisceau est totalement réfléchi.

Avec les notations qui suivent :

i_0, intensité moyenne du faisceau;
U_0, tension d'accélération des électrons;
$Z_0 = \frac{U_0}{i_0}$;
v_0, vitesse moyenne des électrons;
$k_0 = \frac{\omega}{v_0}$;
v, vitesse de l'onde libre sur la ligne;
γ, atténuation unitaire à froid;
$k = \frac{\omega}{v}$;
$\beta = \gamma + jk$;
Z, impédance du couplage du faisceau;
i, intensité du courant modulé pour le faisceau aller;
u, intensité du courant modulé pour le faisceau retour;
$E(z)$, champ longitudinal en l'abscisse z;
r_0, coefficient de réflexion du champ côté entrée de la ligne;
r_l, coefficient de réflexion du champ côté sortie de la ligne;
$\rho = r_0 r_l e^{-2\beta l}$;
φ, déphasage dans l'espace réflecteur;

les équations du mouvement et de conservation de l'électricité donnent :

pour i :

$$\frac{d^2 i}{dz^2} + 2jk_0 \frac{di}{dz} - k_0^2 i = j\frac{k_0}{2Z_0} E(z); \tag{10}$$

pour u :

$$\frac{d^2 u}{dz^2} - 2jk_0 \frac{du}{dz} - k_0^2 u = -j\frac{k_0}{2Z_0} E(z) \tag{11}$$

(le terme du deuxième membre est affecté du signe — à cause du retournement du champ).

En calculant, selon la méthode de J. Bernier, le champ $E(z)$ produit par les sources réparties, on obtient l'équation différentielle (12) :

$$\frac{d^2 E}{dz^2} - \beta^2 E = \beta k^2 Z (i - u). \tag{12}$$

L'équation caractéristique qui fournit les constantes de propagation Γ s'écrit

$$\begin{vmatrix} (\Gamma + jk_0)^2 & 0 & \frac{jk_0}{2Z_0} \\ 0 & (\Gamma - jk_0)^2 & -\frac{jk_0}{2Z_0} \\ \beta k^2 Z & -\beta k^2 Z & (\Gamma^2 - \beta^2) \end{vmatrix} = 0.$$

Soit, en posant

$$\Gamma = \beta X, \qquad \frac{jk_0}{\beta} = 1 - \delta, \qquad j\frac{k_0 k^2}{\beta^3}\,\frac{Z}{2Z_0} = -\alpha;$$

$$(X + 1 - \delta)^2 (X - 1 + \delta)^2 (X^2 - 1) + 2\alpha[X^2 + (1 - \delta)^2] = 0.$$

Cette équation du sixième degré possède trois racines voisines de $+1$ et trois racines voisines de -1, soit de façon approchée :

$$\begin{matrix} -(1 + \varepsilon x_1), & 1 + \varepsilon x_1, \\ -(1 + \varepsilon x_2), & 1 + \varepsilon x_2, \\ -(1 + \varepsilon x_3), & 1 + \varepsilon x_3, \end{matrix}$$

avec

$$\varepsilon = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{\frac{1}{3}}, \qquad \delta = n\varepsilon,$$

x_1, x_2 et x_3 sont racines de

$$(x + n)^2 x + 1 = 0;$$

i, u et E s'écrivent sous forme de sommes :

$$i = \sum_1^6 A_i e^{\Gamma_i z},$$

$$u = \sum_1^6 C_i e^{\Gamma_i z},$$

$$E = \sum_1^6 B_i e^{\Gamma_i z}.$$

Les 18 coefficients A_i, C_i et B_i doivent être déterminés en utilisant les 12 relations déduites des équations différentielles (9) et (10) :

$$A_i = \frac{jk_0}{2Z_0}\,\frac{1}{(\Gamma_i + jk_0)^2} B_i, \tag{13}$$

$$C_i = -\frac{jk_0}{2Z_0}\,\frac{1}{(\Gamma_i - jk_0)^2} B_i \tag{14}$$

et les six équations qui traduisent les conditions aux limites, soit

$$\sum_1^6 A_i = 0, \qquad (i_{z=0} = 0), \tag{15}$$

$$\sum_1^6 \Gamma_i A_i = 0, \qquad \left[\left(\frac{di}{dz}\right)_{z=0} = 0\right], \tag{16}$$

$$\sum_1^6 (A_i e^{-j\varphi} - C_i) e^{\Gamma_i l} = 0, \qquad (u_{z=l} = i_{z=l} e^{-j\varphi}), \tag{17}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_1^6 \Gamma_i (A_i e^{-j\varphi} + C_i) e^{\Gamma_i l} = 0, \\ \left[\left(\frac{du}{dz}\right)_{z=l} = \left(-\frac{di}{dz}\right)_{z=l} e^{-j\varphi}\right], \end{array} \right. \tag{18}$$

$$(19)\quad \sum_{1}^{6}(A_i - C_i)\left[\frac{1-\rho\, e^{(\Gamma_i+\beta)l}}{\Gamma_i+\beta} + r_0\,\frac{1-e^{(\Gamma_i-\beta)l}}{\Gamma_i-\beta}\right],$$

$$(20)\quad \sum_{1}^{6}(A_i - C_i)\left[\frac{e^{(\Gamma_i-\beta)l}-\rho}{\Gamma_i-\beta} + r_l\, e^{-2\beta l}\,\frac{e^{(\Gamma_i+\beta)l}-1}{\Gamma_i+\beta}\right].$$

Ces deux dernières équations résultent du calcul des champs créés par les sources réparties, selon la méthode indiquée par J. Bernier, mais on tient compte, dans le cas actuel, des réflexions multiples associées aux désadaptations présentes à l'entrée et à la sortie de la ligne.

Remarque. — (12) donne

$$A_i - C_i = \frac{\Gamma_i^2-\beta^2}{\beta k^2 Z}$$

qui résulte encore de la combinaison de (13) et (14).

L'élimination de A_i et C_i dans les 18 équations (15) à (20) conduit à six équations homogènes en B_i, soit

$$\sum_{1}^{6}\frac{B_i}{(\Gamma_i+jk_0)^2} = 0,$$

$$\sum_{1}^{6}\frac{\Gamma_i B_i}{(\Gamma_i+jk_0)^2} = 0,$$

$$\sum_{1}^{6}\left[\frac{1}{(\Gamma_i-jk_0)^2} + \frac{e^{-i\varphi}}{(\Gamma_i+jk_0)^2}\right] e^{\Gamma_i l} B_i = 0,$$

$$\sum_{1}^{6}\left[\frac{\Gamma_i}{(\Gamma_i-jk_0)^2} - \frac{\Gamma_i e^{-i\varphi}}{(\Gamma_i+jk_0)^2}\right] e^{\Gamma_i l} B_i = 0,$$

$$\sum_{1}^{6}\left\{(\Gamma_i-\beta)[1-\rho\, e^{(\Gamma_i+\beta)l}] + (\Gamma_i+\beta)\, r_0\, [1-e^{(\Gamma_i-\beta)l}]\right\} B_i = 0,$$

$$\sum_{1}^{6}\left\{(\Gamma_i+\beta)[e^{(\Gamma_i-\beta)l}-\rho] + (\Gamma_i-\beta)\, r_l\, e^{-2\beta l}[e^{(\Gamma_i+\beta)l}-1]\right\} B_i = 0.$$

Il y a oscillation (condition limite d'accrochage) si le déterminant principal Δ est nul.

Une colonne quelconque de Δ s'écrit, en omettant des facteurs non nuls communs à une même ligne :

$$\Delta = \begin{vmatrix}
L_1 & \dfrac{1}{(\Gamma_i+jk_0)^2} \\
L_2 & \dfrac{\Gamma_i-\beta}{(\Gamma_i+jk_0)^2} \\
L_3 & \left[\dfrac{1}{(\Gamma_i-jk_0)^2} + \dfrac{e^{-i\varphi}}{(\Gamma_i+jk_0)^2}\right] e^{(\Gamma_i-\beta)l} \\
L_4 & \left[\dfrac{\Gamma_i-\beta}{(\Gamma_i-jk_0)^2} - \dfrac{(\Gamma_i+\beta)\,e^{-i\varphi}}{(\Gamma_i+jk_0)^2}\right] e^{(\Gamma_i-\beta)l} \\
L_5 & (\Gamma_i-\beta)[1-\rho\, e^{(\Gamma_i+\beta)l}] + r_0(\Gamma_i+\beta)[1-e^{(\Gamma_i-\beta)l}] \\
L_6 & (\Gamma_i+\beta)[e^{(\Gamma_i-\beta)l}-\rho] + r_l(\Gamma_i-\beta)\,e^{-2\beta l}[e^{(\Gamma_i+\beta)l}-1]
\end{vmatrix}.$$

Les divers termes contenant Γ_i peuvent être exprimés en fonction des racines x_j ($j = 1, 2, 3$) de l'équation

$$(21)\qquad (x+n)^2 x + 1 = 0$$

et des paramètres n et ε. Il convient de distinguer deux cas, selon que

$$\Gamma = \beta(1+\varepsilon x_j) \qquad \text{ou} \qquad \Gamma = -\beta(1+\varepsilon x_j);$$

d'où le tableau

Γ_i	$\beta(1+\varepsilon x_j)$	$-\beta(1+\varepsilon x_j)$
$\Gamma_i-\beta$	$\beta\varepsilon x_j$	$-2\beta\left(1+\frac{\varepsilon}{2}x_j\right)$
$\Gamma_i+\beta$	$2\beta\left(1+\frac{\varepsilon}{2}x_j\right)$	$-\beta\varepsilon x_j$
Γ_i+jk_0	$2\beta\left[1+\frac{\varepsilon}{2}(x_j-n)\right]$	$-\beta\varepsilon(x_j+n)$
Γ_i-jk_0	$\beta\varepsilon(x_j+n)$	$-2\beta\left[1+\frac{\varepsilon}{2}(x_j-n)\right]$
$\frac{1}{(\Gamma_i+jk_0)^2}$	$\frac{1}{4\beta^2}[1-\varepsilon(x_j-n)]$	$\frac{1}{\beta^2\varepsilon^2(x_j+n)^2} = -\frac{x_j}{\beta^2\varepsilon^2}$
$\frac{1}{(\Gamma_i-jk_0)^2}$	$\frac{1}{\beta^2\varepsilon^2(x_j+n)^2} = -\frac{x_j}{\beta^2\varepsilon^2}$	$\frac{1}{4\beta^2}[1-\varepsilon(x_j-n)]$

Le déterminant Δ devient, en limitant l'écriture aux colonnes C_j et C_{j+3} :

$$\Delta = \begin{vmatrix}
 & C_j & C_{j+3} \\
L_1 & \dfrac{1}{4}[1-\varepsilon(x_j-n)] & -\dfrac{x_j}{\varepsilon^2} \\
L_2 & \dfrac{\varepsilon x_j}{4} - \dfrac{\varepsilon^2 x_j}{4}(x_j-n) & \dfrac{2x_j}{\varepsilon^2} + \dfrac{x_j^2}{\varepsilon} \\
L_3 & \left\{-\dfrac{x_j}{\varepsilon^2} + \dfrac{e^{-i\varphi}}{4}[1-\varepsilon(x_j-n)]\right\} e^{\beta\varepsilon x l} & \left\{\dfrac{1}{4}[1-\varepsilon(x_j-n)] - \dfrac{x_j}{\varepsilon^2}e^{-i\varphi}\right\} e^{-2\beta l}e^{-\beta\varepsilon x l} \\
L_4 & \left\{-\dfrac{x_j^2}{\varepsilon} - \dfrac{e^{-i\varphi}}{2}[1-\varepsilon(x_j-n)]\left(1+\dfrac{\varepsilon x_j}{2}\right)\right\} e^{\beta\varepsilon x l} & \left[-\dfrac{1}{2}\left(1+\dfrac{\varepsilon x_j}{2}\right) - \dfrac{x_j^2}{\varepsilon}e^{-i\varphi}\right] e^{-2\beta l}e^{-\beta\varepsilon x l} \\
L_5 & \cdots\cdots\cdots & \cdots\cdots\cdots \\
L_6 & \cdots\cdots\cdots & \cdots\cdots\cdots
\end{vmatrix}.$$

Des opérations simples d'addition et de soustraction de lignes, terme à terme, donnent un nouveau déterminant où l'on a négligé toutes les puissances de ε devant ε^2 :

$$\Delta = \begin{array}{c} \\ L_1 \\ L_2 \\ L_3 \\ L_4 \\ L_5 \\ L_6 \end{array} \begin{array}{|cc|} C_j & C_{j+3} \\ 0 & x_j \\ 0 & x_j^2 \\ x_j e^{a_j} & x_j e^{-a_j} \\ x_j^2 e^{a_j} & x_j^2 e^{-a_j} \\ r_0 & -1 \\ e^{b_j} & -\frac{\rho}{r_0} e^{-b_j} \end{array},$$

avec

$$a_j = j\frac{\varphi}{2} + \beta l + \beta\varepsilon x_j l,$$

$$b_j = \beta\varepsilon x_j l;$$

Δ peut être décomposé en la somme de deux déterminants δ_1 et δ_2 :

$$\delta_1 = \begin{vmatrix} r_0 & -1 \\ 0 & x_j \\ 0 & x_j^2 \\ e^{b_j} & 0 \\ x_j e^{a_j} & x_j e^{-a_j} \\ x_j^2 e^{a_j} & x_j^2 e^{-a_j} \end{vmatrix},$$

$$\delta_2 = \frac{\rho}{r_0} \begin{vmatrix} 0 & x_j \\ 0 & x_j^2 \\ 0 & e^{-b_j} \\ x_j e^{a_j} & x_j e^{-a_j} \\ x_j^2 e^{a_j} & x_j^2 e^{-a_j} \\ r_0 & -1 \end{vmatrix}.$$

On constate que le second déterminant est nul en même temps que ρ ou r_l, autrement dit, δ_2 est le terme correctif qui permet de tenir compte d'une désadaptation à la sortie de la ligne à retard.

Utilisant les relations entre les racines x_1, x_2 et x_3, solutions de l'équation (21) :

$$(x+n)^2 x + 1 = 0,$$

soit

$$x_1 + x_2 + x_3 = -2n,$$

$$x_1 x_2 x_3 = -1,$$

il est possible de développer les déterminants δ_1 et δ_2 après des calculs assez longs, mais qui n'offrent pas de difficultés sérieuses.

On trouve

$$\delta_1 = 2r_0\left[\sum_{1,2,3} x_1(x_1 - x_3)(x_2 - x_1)e^{\beta\varepsilon x_1 l} - \sum_{1,2,3}(x_3 - x_2)^2(n + x_1)e^{-2\beta\varepsilon(n+x_1)l}\right]$$
$$+ e^{j\varphi+2\beta l-2n\beta\varepsilon l}\left(\frac{x_2 - x_3}{x_1} + \frac{x_3 - x_1}{x_2} + \frac{x_1 - x_2}{x_3}\right)^2,$$

$$\delta_2 = -\rho e^{j\varphi+2\beta l-2n\beta\varepsilon l}\left(\frac{x_2 - x_3}{x_1}e^{-\beta\varepsilon x_1 l} + \frac{x_3 - x_1}{x_2}e^{-\beta\varepsilon x_2 l} + \frac{x_1 - x_2}{x_3}e^{-\beta\varepsilon x_3 l}\right)^2.$$

La condition limite d'amorçage des oscillations s'écrit

$$\delta_1 + \delta_2 = 0,$$

soit

$$r_0 e^{-j\varphi-2\beta l+2n\beta\varepsilon l} = \frac{-\rho\left(\sum\limits_{1,2,3}\frac{x_2 - x_3}{x_1}e^{-\beta\varepsilon x_1 l}\right)^2 + \left(\sum\limits_{1,2,3}\frac{x_2 - x_3}{x_1}\right)^2}{2\left[\sum\limits_{1,2,3} x_1(x_1 - x_3)(x_1 - x_2)e^{\beta\varepsilon x_1 l} + \sum\limits_{1,2,3}(x_3 - x_2)^2(n + x_1)e^{-2\beta\varepsilon(n+x_1)l}\right]}.$$

Il est utile de substituer à x_1, x_2 et x_3 les racines de l'équation

$$X^3 - \frac{n^2}{3}X + \left(1 - \frac{2n^3}{27}\right) = 0,$$

obtenue en remplaçant dans (21) x par $X - \frac{2n}{3}$, il vient

$$(22)\quad r_0 e^{-j\varphi-2\beta l+\frac{4n\beta\varepsilon l}{3}} = \frac{\left(\sum\limits_{1,2,3}\frac{X_2 - X_3}{X_1 - \frac{2n}{3}}\right)^2 - \rho e^{\frac{4n}{3}\beta\varepsilon l}\left(\sum\limits_{1,2,3}\frac{X_2 - X_3}{X_1 - \frac{2n}{3}}e^{-\beta\varepsilon X_1 l}\right)^2}{2\left[\sum\limits_{1,2,3}\left(X_1 - \frac{2n}{3}\right)(X_1 - X_3)(X_1 - X_2)e^{\beta\varepsilon X_1 l} + \sum\limits_{1,2,3}\left(X_1 + \frac{n}{3}\right)(X_3 - X_2)^2 e^{-2\beta\varepsilon X_1 l}\right]}.$$

Étant donné la complexité de l'expression, nous supposerons ρ nul ($r_l = 0$), nous réservant d'examiner plus tard, et de façon qualitative, l'influence d'une réflexion à la sortie sur le comportement du tube.

X_1, X_2 et X_3 sont des fonctions compliquées de n; il est commode, selon une méthode classique, d'introduire un paramètre t lié à n par la relation

$$\cos 3t = \frac{2n^3 - 27}{2n^3},$$

on en déduit

$$X_1 = \frac{2n}{3}\cos t,$$

$$X_2 = \frac{2n}{3}\left(-\frac{1}{2}\cos t - \frac{\sqrt{3}}{2}\sin t\right),$$

$$X_3 = \frac{2n}{3}\left(-\frac{1}{2}\cos t + \frac{\sqrt{3}}{2}\sin t\right),$$

t peut être réel, imaginaire ou complexe.

On trouve très facilement pour le numérateur N de (22) :

$$N = 27\,\frac{1+\cos t}{1+\cos t}\left(\frac{2\cos t - 1}{2\cos t - 1}\right)^2,$$

et pour le dénominateur D :

$$\begin{aligned} D = \frac{8}{9} n^3 (2\cos t + 1) & \\ \times \Big\{ (\cos t - 1)\left(\cos t - \frac{1}{2}\right) & e^{\frac{2nj\Lambda}{3}\cos t} \\ - \sin t\left(\frac{\sqrt{3}}{2} + \sin t\right) & e^{\frac{2n}{3} j\Lambda\left(-\frac{1}{2}\cos t - \frac{\sqrt{3}}{2}\sin t\right)} \\ + \sin t\left(\frac{\sqrt{3}}{2} - \sin t\right) & e^{\frac{2n}{3} j\Lambda\left(-\frac{1}{2}\cos t + \frac{\sqrt{3}}{2}\sin t\right)} \\ + \sin^2 t\, & e^{-\frac{4n}{3} j\Lambda \cos t} \\ + \left[(1-\cos t)\left(\frac{1}{4} + \cos t\right) - \frac{\sqrt{3}}{4}\sin t\right] & \\ \times\, & e^{-\frac{4n}{3} j\Lambda\left(-\frac{1}{2}\cos t - \frac{\sqrt{3}}{2}\sin t\right)} \\ + \left[(1-\cos t)\left(\frac{1}{4} + \cos t\right) - \frac{\sqrt{3}}{4}\sin t\right] & \\ \times\, & e^{-\frac{4n}{3} j\Lambda\left(-\frac{1}{2}\cos t + \frac{\sqrt{3}}{2}\sin t\right)} \Big\}, \end{aligned}$$

$$D = \frac{8}{9} n^3 [2\cos t + 1]\,\psi(\Lambda, n),$$

avec

$$j\Lambda = \beta\varepsilon l,$$

il vient, après quelques transformations simples :

$$r_0\, e^{+j\varphi - 2\beta l + \frac{4n}{3}\beta\varepsilon l} = \frac{9}{4}\,\frac{(1+\cos t)(2\cos t - 1)^2}{(2\cos t + 1)}\,\frac{1}{\psi(\Lambda, n)}. \tag{23}$$

Pour simplifier le calcul on supposera la ligne à retard sans pertes; dans ce cas, n et Λ sont réels ($\Lambda = k\varepsilon l$). D'autre part, l'examen du terme $\psi(\Lambda, n)$ montre qu'il n'apparaît d'ondes amplifiées que si le paramètre t reste imaginaire, ce qui implique que n demeure inférieur à $\left(\frac{27}{4}\right)^{\frac{1}{3}}$ ($n \leq 1{,}88$).

Il est alors commode d'écrire :

pour $0 \leq n \leq 1{,}88$:

$$\cos t = -\operatorname{ch} u,$$

$$\sin t = -j \operatorname{sh} u,$$

$$n = \frac{3}{[2(1+\operatorname{ch} 3u)]^{\frac{1}{3}}};$$

pour $n < 0$:

$$\cos t = \operatorname{ch} u,$$

$$\sin t = j \operatorname{sh} u,$$

$$n = \frac{3}{[2(1-\operatorname{ch} 3u)]^{\frac{1}{3}}}.$$

La principale difficulté rencontrée dans la résolution de l'équation (23) réside dans la complexité de $\psi(\Lambda, n)$. On peut remarquer cependant que pour les valeurs de n voisines de zéro, c'est le cinquième terme de $\psi(\Lambda, n)$ qui impose à la fois son amplitude et sa phase $e^{j\frac{2n\Lambda}{3}\cos t}$; pour les valeurs élevées de n, les constantes de propagation des six ondes sont affectées d'amortissement ou d'atténuation très faibles et ce sont les termes de rangs 1, 5 et 6, de même phase $e^{\frac{2nj\Lambda}{3}\cos t}$ qui déterminent la valeur approchée de $\psi(\Lambda, n)$.

Compte tenu de ces remarques, on constate que la condition d'amorçage s'écrit approximativement :

pour $0 \leq n \leq 1{,}88$:

$$r_0\, e^{-j\left(\varphi + 2kl - \frac{4n}{3}k\varepsilon l + \frac{2}{3}n \operatorname{ch} u k\varepsilon l\right)} = \frac{9}{4}\,\frac{(1-\operatorname{ch} u)(1+2\operatorname{ch} u)^2}{1-2\operatorname{ch} u}\,\frac{1}{\chi(\Lambda, n)}$$

et pour $n < 0$:

$$r_0\, e^{-j\left(\varphi + 2kl - \frac{4n}{3}k\varepsilon l - \frac{2n}{3}\operatorname{ch} u k\varepsilon l\right)} = \frac{9}{4}\,\frac{(1+\operatorname{ch} u)(2\operatorname{ch} u - 1)^2}{1+2\operatorname{ch} u}\,\frac{1}{\chi(\Lambda, n)},$$

$\chi(\Lambda, n)$ représente une expression réelle, comme d'ailleurs tout l'ensemble du deuxième membre.

χ étant négatif, et r_0 pouvant être mis sous la forme $\rho_0 e^{-j\varphi'}$, les deux conditions d'amplitude et de phase s'écrivent :

pour $n < 0$:

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{9}{4\rho_0}\,\frac{1-\operatorname{ch} u}{1-2\operatorname{ch} u}(1+2\operatorname{ch} u)^2\,\frac{1}{\chi} \leq 1, \\ &\varphi' + \varphi + 2kl + \frac{2n}{3}(\operatorname{ch} u - 2)\Lambda = (2N+1)\pi; \end{aligned}\right. \tag{24}$$

pour $n \geq 0$:

$$\left\{\begin{aligned} &\frac{9}{4\rho_0}\,\frac{1+\operatorname{ch} u}{1+2\operatorname{ch} u}(2\operatorname{ch} u - 1)^2\,\frac{1}{\chi} \leq 1, \\ &\varphi' + \varphi + 2kl - \frac{2n}{3}(\operatorname{ch} u + 2)\Lambda = (2N+1)\pi. \end{aligned}\right. \tag{25}$$

1.2. **Condition d'accrochage en amplitude.** — Il est possible de déterminer aisément la condition d'amplitude pour certaines valeurs particulières de n.

Si $n = 0$ par exemple, on trouve approximativement

$$e^{3\,k\varepsilon l} \geq \frac{9}{2\rho_0}, \qquad \text{soit} \quad \Lambda = k\varepsilon l > 0{,}87 \log \frac{1}{\rho_0}$$

et avec $n = 1{,}88$:

$$k\varepsilon l \geq \frac{9}{4 - 1{,}88\sqrt{\rho_0}}, \qquad \text{soit} \quad \Lambda = k\varepsilon l \geq \frac{1{,}19}{\sqrt{\rho_0}}.$$

Dans tous les cas, et toutes choses égales d'ailleurs, on remarque que l est minimum pour $\rho_0 = 1$ (réflexion totale à l'entrée).

Un calcul plus complet, effectué en utilisant

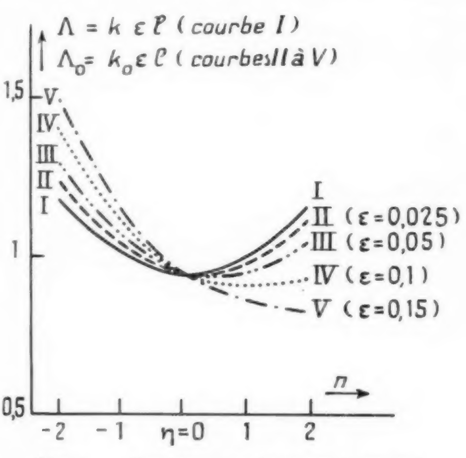


Fig. 4. — Variation des facteurs Λ (ou Λ_0) en fonction de η et ε.

l'expression non simplifiée de $\psi(\Lambda, n)$ conduit au tracé de la courbe I de la figure 4 qui représente $k\varepsilon l_{min}$ en fonction de n pour $\rho_0 = 1$.

En fait, souvent la grandeur intéressante à déterminer n'est pas $k\varepsilon l$, mais bien $k_0\varepsilon l$, or, on peut écrire

$$\Lambda_0 = k_0\varepsilon l = k\varepsilon l(1 - \delta) = k\varepsilon l(1 - n\varepsilon).$$

Les courbes II, III et IV de la figure 4 donnent Λ et Λ_0 en fonction de n et ε.

Il convient de remarquer que ces diagrammes n'ont de sens que pour les valeurs suffisamment petites de ε et de $\delta = n\varepsilon$; des valeurs élevées de ces paramètres ne satisfont plus aux hypothèses formulées lors de la mise en équation.

On peut rattacher $k_0\varepsilon l$ aux grandeurs qui caractérisent l'amplificateur normal construit avec la même ligne et le même ensemble électronique — à l'exclusion du champ réflecteur — que le T. P. O. reflex.

On sait qu'en régime de petits signaux le gain électronique maximum, atteint lorsque $k = k_0$, vaut

$$G_e = 7{,}5\,k_0\varepsilon l \text{ db} = \bar{\gamma}_{opt}\, l \text{ db}.$$

Pratiquement, pour les tubes à hélice de petite puissance utilisés entre 7 et 20 cm de longueur d'onde, $\bar{\gamma}_{opt}$ est de l'ordre de 1,5 à 3 db/cm et ε demeure généralement inférieur à 0,1.

Dans ces conditions, les courbes de la figure 4 indiquent que la valeur minima de $k_0\varepsilon l$ est égale environ à 0,94 et que l'on doit avoir

$$G_e \geq 7{,}2 \text{ db},$$

la longueur minimum de la portion de ligne à retard, siège de l'interaction entre onde et faisceau vaut

$$l_{min}\,(\text{cm}) = \frac{7{,}2 \text{ db}}{\bar{\gamma}_{opt}\,(\text{db/cm})}.$$

Comme on demande au tube d'osciller sur une bande de fréquences assez large et de fournir une puissance appréciable on admet que le courant d'accrochage est sensiblement moitié du courant de fonctionnement normal (i_0) ; dans ces conditions, la longueur de la partie active de la ligne à retard vaut

$$l\,(\text{cm}) = \frac{7{,}2 \text{ db}.2^{\frac{1}{3}}}{\bar{\gamma}_{opt}\,(\text{db/cm})} = \frac{9 \text{ db}}{\bar{\gamma}_{opt}\,(\text{db/cm})},$$

γ_{opt} étant défini pour le courant (i_0) .

Il est intéressant de comparer les résultats actuels à ceux qui ont été établis pour les oscillateurs à réaction interne par le champ électromagnétique.

Dans ce dernier cas, en l'absence de pertes sur la ligne, la condition limite d'entretien s'écrit

$$G_e = \bar{\gamma}_{opt}\, l = \left(10 + 20 \log \frac{1}{\rho_s \rho_e}\right) \text{db}.$$

On constate que même avec $\rho_s = \rho_e = 1$, la longueur utile de la ligne dépasse de 40 % environ celle qui est nécessaire à l'entretien des oscillations dans le T. P. O. reflex; de plus, comme la présence de la charge réduit l'un des coefficients ρ_s ou ρ_e à une valeur bien inférieure à l'unité, G_e doit atteindre pratiquement 13 ou 14 db, ce qui conduit, toutes choses égales d'ailleurs, à donner à la ligne une longueur environ double de celle du T. P. O. reflex.

1.3. **Conditions d'entretien en phase.** —

1.3.1. Les conditions d'entretien en phase s'écrivent :

pour $n = \geqq 0$:

$$\varphi' + \varphi + 2kl + \frac{2n}{3}(\mathrm{ch}\,u - 2)\,k\varepsilon l = (2N + 1)\,\pi;$$

pour $n \geqq 0$:

$$\varphi' + \varphi + 2kl - \frac{2n}{3}(\mathrm{ch}\,u + 2)\,k\varepsilon l = (2N + 1)\,\pi.$$

L'examen graphique des fonctions

$$\frac{2n}{3}(\mathrm{ch}\,u - 2) \quad \text{ou} \quad -\frac{2n}{3}(\mathrm{ch}\,u + 2)$$

montre qu'elles peuvent s'exprimer très approximativement dans un large domaine sous la forme $1 - 1{,}25\,n$. D'où la nouvelle écriture de la condition d'entretien

$$(26) \quad \varphi' + \varphi + 2kl + (1 - 1{,}25\,n)\,k\varepsilon l = (2N + 1)\,\pi.$$

$k\varepsilon l$ est de l'ordre de l'unité ; il peut être, en général, négligé devant $(2N + 1)\pi$, d'autre part

$$n\varepsilon = \delta = 1 - \frac{k_0}{k},$$

donc

$$\varphi' + \varphi + 0{,}75\,kl + 1{,}25\,k_0 l = (2N + 1)\,\pi,$$

le déphasage φ' est associé à une certaine longueur l de ligne, placée à l'entrée du tube et ne participant pas à l'interaction

$$\varphi' = 2kl',$$

φ correspond au déphasage électronique dans l'espace réflecteur.

Dans le cas idéal d'électrodes planes très larges si la distance de freinage des électrons est égale à s, φ vaut

$$\varphi = \frac{4sk_0}{1 + \dfrac{U_r}{U_0}},$$

U_r mesurant la tension négative du réflecteur et U_0 la tension d'accélération du faisceau.

En supposant, en première analyse, U_r nul, la condition d'entretien s'écrit de façon approchée :

$$(27) \quad \frac{f(0{,}75\,l + 2l')}{v} + \frac{f(1{,}25\,l + 4s)}{v_0} = N + \frac{1}{2}.$$

1.3.2. Taux d'accord électronique a U_0 variable (N et U_r constants). — La différentiation de la relation (27) donne

$$(28) \quad \frac{\dfrac{\mathrm{d}f}{f}}{\dfrac{\mathrm{d}U_0}{U_0}} = \frac{\dfrac{1}{2}}{1 + \dfrac{0{,}75 + \dfrac{2l'}{l}}{1{,}25 + \dfrac{4s}{l}}\,\dfrac{v_0}{v_g}},$$

v_g symbolisant la vitesse de groupe de l'onde libre pour la fréquence f.

Cette expression montre d'abord la supériorité des lignes à dispersion négative ($v_g > v_0$) sur les lignes à dispersion positive ($v_g < v_0$) ou nulle ($v_g = v_0$).

Elle illustre, d'autre part, l'intérêt qu'offrent une réduction de l' et un accroissement de s.

Enfin, si U_r n'est pas nul, s peut être remplacé par un espace fictif

$$s' = \frac{s}{1 + \dfrac{U_r}{U_0}} < s.$$

Toutes choses égales d'ailleurs, le taux d'accord électronique décroît lorsque U_r augmente.

Dans les conditions les plus favorables, le taux d'accord électronique vaut

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0} = \frac{1}{2}\,\frac{f}{U_0}.$$

La largeur de bande à N constant, si elle n'est pas limitée par l'apparition d'oscillation sur les ordres voisins, se déduit aisément de la relation (28) et des courbes de la figure 4. Nous reviendrons plus loin sur ce point.

1.3.3. Taux d'accord électronique a U_r variable (U_0 et N constants). — La différentiation de (27) donne

$$\frac{\dfrac{\mathrm{d}f}{f}}{\dfrac{\mathrm{d}U_r}{U_0}} = \frac{1}{1 + \dfrac{U_r}{U_0}} \times \frac{1}{1 + \left[1{,}25 + \left(0{,}75 + \dfrac{2l'}{l}\right)\dfrac{v_0}{v_g}\right]\dfrac{l}{4s}\left(1 + \dfrac{U_r}{U_0}\right)}.$$

Cette expression montre une fois encore l'avantage des lignes à dispersion négative et l'intérêt que présentent la diminution de l' et l'augmentation de s.

Dans le cas où $v_0 = v_g$ et $l' = 0$, il vient

$$\frac{\dfrac{\mathrm{d}f}{f}}{\dfrac{\mathrm{d}U_r}{U_0}} = \frac{1}{1 + \dfrac{U_r}{U_0}}\,\frac{1}{1 + \dfrac{l}{2s}\left(1 + \dfrac{U_r}{U_0}\right)},$$

soit en intégrant

$$\frac{f}{f_0} = \frac{1 + \dfrac{U_r}{U_0}}{\dfrac{2s}{l} + 1 + \dfrac{U_r}{U_0}}.$$

On remarque — et ceci présente une grande importance pour certaines applications — que la distorsion de la caractéristique $f = f(U_r)$ est d'autant plus faible que $\frac{s}{l}$ est plus élevé.

On peut observer que la tension U_r joue ici le même rôle que les paramètres d'accord mécaniques dans le cas des T. P. O. auto-oscillateurs à réaction interne par le champ électromagnétique.

1.3.4. Séparation des ordres d'oscillation. — Cette séparation est déterminée en prenant la différentielle finie de (27) et en supposant $v = v_0$; il vient

$$\frac{\Delta\left(\frac{v}{f}\right)}{\frac{v}{f}} = \frac{1}{N + \frac{3}{2}}.$$

Cette expression est exactement celle qui a été établie lors de l'étude des T. P. O. auto-oscillateurs à réaction interne. Il est donc inutile de répéter ici les développements mathématiques et les conclusions techniques qui en découlent.

1.3.5. Accord simultané par les tensions U_0 et U_r. — Dans le but d'éviter le saut d'un mode à l'autre et d'élargir, en conséquence, la bande, il peut être intéressant, comme dans le cas du dispersitron, d'agir simultanément sur les deux paramètres électroniques U_0 et U_r de façon à maintenir constamment l'oscillation sur le centre d'un ordre N : dans ces conditions, si l'on se réfère à la figure 4, il existe un écart relatif constant $\frac{v_0 - v}{v} = \varepsilon\, n_{opt}$ entre les vitesses de l'onde et du faisceau, n_{opt} dépendant de ε comme le montre l'examen des courbes I à V.

On supposera, pour simplifier,

$$n_{opt} = 0 \qquad (v_0 = v),$$
$$l' = 0$$

et pour homogénéiser l'écriture on remplacera $\frac{U_r}{U_0}$ par $\frac{v_r^2}{v_0^2}$.

La condition de phase devient

$$\frac{2lf}{v_0} + \frac{4sf}{v_0\left(1 + \frac{v_r^2}{v_0^2}\right)} = N + \frac{1}{2}$$

ou, en faisant intervenir la longueur d'onde spatiale λ et le taux de retard m :

$$(29) \qquad \frac{v_r^2}{c^2} = \frac{1}{m^2}\,\frac{\frac{2s}{l} + 1 - \frac{N + \frac{1}{2}}{2l}\,\frac{\lambda}{m}}{\frac{N + \frac{1}{2}}{2l}\,\frac{\lambda}{m} - 1}.$$

Si l'on s'astreint à n'utiliser que des tensions négatives sur le réflecteur, l'accord simultané n'est possible que dans la mesure où la condition suivante est satisfaite :

$$1 > \frac{N + \frac{1}{2}}{2l}\,\frac{\lambda}{m} < \frac{2s}{l} + 1.$$

D'autre part

$$\frac{1}{m} = \frac{v_0}{c} \simeq 2.10^{-3}\sqrt{U_0\,(\text{volts})},$$
$$\frac{v_r}{c} \simeq 2.10^{-3}\sqrt{U_r\,(\text{volts})},$$

$\frac{\lambda}{m}$ est une fonction $\varphi(U_0)$ que l'on déduit de l'examen de la caractéristique $m(\lambda)$, (29) s'écrit

$$U_r = U_0\,\frac{\frac{2s}{l} + 1 - \frac{N + \frac{1}{2}}{2l}\,\varphi(U_0)}{\frac{N + \frac{1}{2}}{2l}\,\varphi(U_0) - 1},$$

relation qui détermine la loi d'association entre U_r et U_0.

Dans le cas d'un générateur à réglage « manuel » des tensions, il est possible de couvrir sans solution de continuité le spectre des fréquences possibles d'oscillation en conjuguant les commandes de U_0 et U_r.

Si l'on désire obtenir une modulation de fréquence périodique, le procédé ne présente d'intérêt que dans le cas où la relation $U_r = \varphi(U_0)$ demeure sensiblement linéaire dans un domaine assez étendu et, à ce sujet, l'examen de (29) montre, une fois encore, l'avantage de principe présenté par les lignes à forte dispersion négative normale, pour lesquelles $\frac{\lambda}{m}$ varie très peu.

1.4. **Courant d'accrochage, puissance et rendement théoriques**. — Dans le cas des T. P. O. amplificateurs et avec des hypothèses restrictives comparables à celles qui ont été formulées dans l'exposé actuel (absence de charge d'espace, atténuation nulle, ε petit, etc.), Nordsieck et Pierce [7] ont donné une expression de la puissance maximum de sortie P_s:

$$(30) \qquad P_s = p\,\varepsilon\, i_0\, U_0,$$

le facteur p dépend de $n = \frac{\delta}{\varepsilon}$ et peut être mis sous la forme

$$p = 2e^{qn} \qquad (-2 < n < 1{,}88),$$

au delà de $n = 1{,}88$ le facteur p décroît très rapidement.

Le coefficient q varie entre 0,5 et 0,6 selon les auteurs et les hypothèses faites.

En première analyse, il est légitime d'admettre que ces résultats sont valables dans le cas des auto-oscillateurs.

En possession de ces éléments, nous allons examiner le comportement de l'oscillateur lorsque, pour des tensions données (U_0 et U_r), on fait croître le courant i_0; à la limite d'accrochage

$$i_0 = i_{ac}$$

et d'après la figure 4 :

$$k\varepsilon_{ac} l = 0{,}94, \qquad \delta = 0,$$

d'autre part, en se référant à la relation (27) dans laquelle on suppose $l' = 0$:

$$2k(l + 2s') = 2\pi\left(N + \frac{1}{2}\right),$$

on en déduit

$$\varepsilon_{ac} = \frac{0{,}94}{k_0 l} = \frac{0{,}94}{\pi\left(N + \frac{1}{2}\right)\frac{l}{l + 2s'}},$$

d'où le rendement théorique au voisinage de la limite d'entretien des oscillations :

$$\eta_{ac} = p\,\varepsilon_{ac} = \frac{1{,}88}{k_0 l} = \frac{1{,}88}{\pi\left(N + \frac{1}{2}\right)\frac{l}{l + 2s}}.$$

La puissance obtenue, si l'on pose que le courant d'accrochage égale une fraction α du courant normal $(i_0)_n$ s'écrit

$$(P_s)_{ac} = \frac{1{,}88}{k_0 l}\,\alpha\,U_0(i_0)_n.$$

Que se passe-t-il si l'on fait croître le courant i_0 au delà de i_{ac} ?

L'oscillation peut se maintenir à la même fréquence, dans ce cas la puissance croît comme le produit εi_0, soit comme $i_0^{\frac{4}{3}}$, donc

$$(P_s)_{i_0} = \left(\frac{i_0}{i_{ac}}\right)^{\frac{4}{3}}(P_s)_{ac}$$

et lorsque $i_0 = (i_0)_n = \dfrac{i_{ac}}{\alpha}$,

$$(P_s)_{(i_0)_n} = \frac{1{,}88}{k_0 l}\,\alpha^{-\frac{1}{3}}\,U_0(i_0)_n.$$

Mais, en fait, pour une ligne faiblement dispersive, si l'on garde U_0 et U_r fixes, un accroissement de ε peut entraîner des sauts de la fréquence f d'oscillation : k baisse brusquement de telle sorte que le produit $k\varepsilon l$ demeure égal à 0,94 et à chaque saut l'ordre N diminue d'une unité. La puissance maximum atteinte est approximativement la même quel que soit N. On conçoit qu'un tel oscillateur se montre dans la pratique très sensible aux fluctuations de l'intensité du courant et à celles des paramètres qui commandent sa répartition, la focalisation entre autres.

Si l'on suppose la ligne suffisamment dispersive, il est possible en agissant simultanément sur U_0 et i_0 d'obtenir une variation continue de f et de la puissance pour un ordre déterminé.

En effet, si l'on se réfère à la figure 4, on constate, qu'à la limite d'accrochage $n = \dfrac{\delta}{\varepsilon}$, est une fonction de $\Lambda = kl\varepsilon$. On peut écrire

$$(31) \qquad kl\delta = (k - k_0)\,l = n\Lambda = \varphi(\Lambda).$$

La seconde condition d'entretien donne, d'autre part, toujours avec $l' = 0$:

$$(32) \qquad k_0 l\left(1{,}25 + \frac{4s'}{l}\right) + 0{,}75\,kl + \Lambda = (2N + 1)\pi.$$

Les relations (31) et (32) associées à (30) doivent fournir tous les renseignements relatifs à la puissance maximum sur un ordre donné ainsi que la largeur de bande à 3 db.

De (31) et (32) on déduit successivement

$$(\varepsilon_{ac})_n = \frac{\Lambda}{n\Lambda + k_0 l},$$

$$(33) \qquad (\varepsilon_{ac})_n \simeq \frac{\Lambda}{\frac{l}{l + 2s'}\left[\pi\left(\Lambda + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Lambda n}{2}\left(1{,}25 + \frac{4s'}{l}\right)\right]}$$

(Λ et n sont données par les courbes de la figure 4), d'où le rendement lorsque $n < 1{,}88$:

$$\eta_{ac} = 2\,e^{qn}\frac{\Lambda}{n\Lambda + k_0 l}$$

$$= 2\,e^{qn}\frac{\Lambda}{\frac{l}{l + 2s}\left[\pi\left(\Lambda + \frac{1}{2}\right) + \frac{\Lambda n}{2}\left(1{,}25 + \frac{4s}{l}\right)\right]},$$

la puissance au voisinage de l'accrochage

$$(P_s)_{ac} = 2\,e^{qn}\frac{\Lambda}{n\Lambda + k_0 l}\,U_0(i_0)_{ac}$$

et, enfin, la puissance pour le courant normal, $(i_0)_n = \dfrac{i_{ac}}{\alpha}$:

$$(P_s)_{\max} = 2\,e^{qn}\frac{\Lambda}{n\Lambda + k_0 l}\,\alpha^{-\frac{1}{3}}\,U_0(i_0)_n.$$

En général, $n\Lambda < k_0 l$; le terme e^{qn} fixe donc la puissance d'oscillation qui, en principe, croît en même temps que n, jusqu'à $n = 1{,}88$ et décroît rapidement pour $n > 1{,}88$. Si le courant i_0 est suffisamment élevé, l'oscillation peut se produire pour une valeur quelconque de n et grâce à un réglage

de U_0 ou, de préférence U_r, on obtient la puissance maximum correspondant à

$$n = 1,88 \quad \text{et} \quad \Lambda = 1,14,$$

dans ces conditions

$$(k - k_0)\,l = n\Lambda = 2,14$$

et

$$(34) \qquad \frac{2\pi l}{\lambda}\left[m(\lambda) - \frac{500}{\sqrt{U_0(\text{volts})}}\right] = 2,14.$$

Cette relation simple déduite de notre théorie élémentaire est très bien vérifiée expérimentalement (*voir* les courbes de la figure 6).

L'équation (33) montre que les valeurs possibles de n sont données pour un ordre N déterminé par l'inégalité

$$\Delta(\Lambda n)\frac{1,25 + \frac{4s'}{l}}{2} < \pi,$$

soit

$$\Delta(\Lambda n) < \frac{2\pi}{1,25 + \frac{4s'}{l}}.$$

Seules les valeurs positives de n sont intéressantes puisqu'elles correspondent à une puissance acceptable; $\Delta(\Lambda n)$ ne dépassera pratiquement pas la valeur 2,14; techniquement, on aura toujours intérêt à accroître $\frac{s'}{l}$ de façon à maintenir l'oscillation, sur un ordre donné, au voisinage du point de fonctionnement optimum ($\Lambda n = 2,14$).

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

2.1. **Le matériel.** — Les tubes expérimentaux construits (*fig.* 5) ne sont pas prévus pour un usage bien déterminé, mais uniquement destinés à la vérification de la théorie exposée dans les précédents paragraphes.

Le canon utilisé possède les mêmes caractéristiques que celui du T. P. O. 85 (2 500 V, 35 mA max). L'anode de forme massive est réunie à l'enveloppe métallique du tube, ce qui facilite la dissipation de chaleur. Le réflecteur est constitué par un miroir métallique dont le profil rappelle celui de l'ensemble cathode-Wehnelt d'un canon du type « Pierce », une telle structure favorise une répartition convenable des équipotentielles; bien que cette électrode ne soit pas, en principe, soumise à un bombardement électronique, on lui a donné une forme massive qui permet de l'utiliser en collecteur : cette disposition rend possible une étude du tube en oscillateur à réaction par le champ électromagnétique et, par conséquent, une mesure de l'adaptation de la charge à l'hélice (*voir* plus loin).

L'hélice est constituée par un fil de molybdène de diamètre $\rho_1 = 0,5$ mm enroulé sur un mandrin de diamètre $\rho_2 = 5$ mm, le pas étant égal à 1,4 mm.

Côté canon, l'hélice se termine sur un disque métallique qui réfléchit totalement le champ électromagnétique; côté réflecteur, elle se prolonge latéralement par une antenne qui constitue le conducteur central d'un coaxial terminé par la

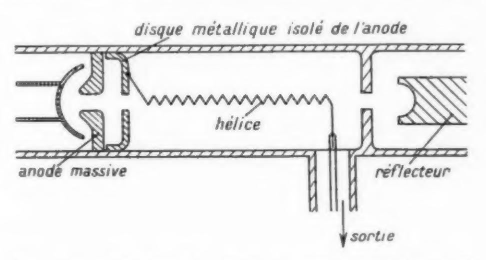


Fig. 5. — Schéma du T. P. O. reflex expérimental.

(Les quartz supportant l'hélice ainsi que les bobines de focalisation ne sont pas représentés.)

charge : un atténuateur calibré bien adapté dans une bande très large (12-20 cm).

La focalisation est assurée par des bobines électromagnétiques.

2.2. Les essais multiples effectués sur les T.P.O. 85 ont montré que la valeur du gain optimum par unité de longueur est d'environ 2,4 db/cm ($U_0 = 2\,300$ V, $\lambda = 12,5$ cm); si l'on se réfère à l'expression de la condition limite d'entretien, la longueur à donner à la partie active de l'hélice est de 3 cm pour un courant d'accrochage i_{ac} égal au courant normal $(i_0)_n$ et de 4,5 cm pour $i_{ac} = \frac{(i_0)_n}{3}$.

Le premier tube essayé est muni d'une hélice nettement plus longue ($l = 7,5$ cm); monté en oscillateur à réaction par le champ électromagnétique (réflecteur au potentiel de l'hélice), il doit pouvoir osciller si la condition d'entretien relative à ce mode de fonctionnement est satisfaite, soit

$$\gamma_{opt}\, l > 10 + 20 \log_{10}\frac{1}{\rho_s \rho_e}.$$

La réflexion étant totale à l'entrée ($\rho_e = 1$), l'oscillation apparaît, en principe, lorsque $\rho_s \geq 0,4$.

En aucun cas, les essais multiples effectués sur le tube alimenté dans ces conditions n'ont permis de déceler une oscillation : l'adaptation hélice-coaxial de sortie est donc satisfaisante puisqu'elle corresponp

à un coefficient ρ_s certainement plus petit que 0,5 (puissance réfléchie inférieure au quart de la puissance incidente).

Le second tube essayé est muni d'une hélice de longueur $l = 4{,}5$ cm ; l'extraction de puissance H. F. est effectuée grâce à un transformateur hélice-coaxial tout à fait semblable au précédent ($\rho_s < 0{,}5$); un retour à l'expression générale de la condition d'entretien dans les T. P. O. reflex (22) montre, qu'avec des valeurs aussi faibles de ρ_s, la perturbation apportée par la réflexion en extrémité de ligne est négligeable; et, en effet, les résultats des essais effectués confirment de très près la théorie développée pour $\rho_s = 0$, à l'exception toutefois des valeurs de puissance H. F. qui demeurent nettement

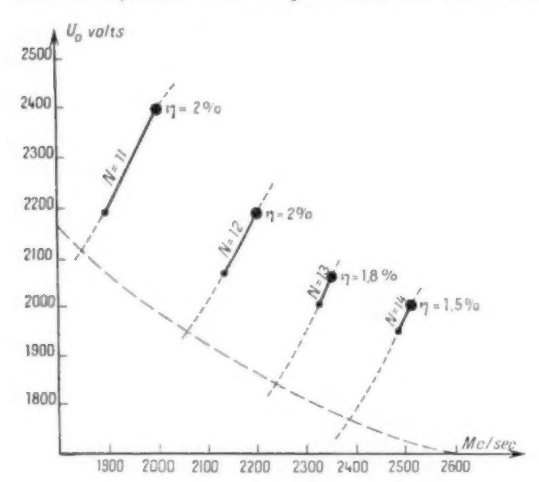


Fig. 6. — Caractéristiques expérimentales pour un courant nettement supérieur au courant d'accrochage $f\,(\mathrm{Mc/s}) = f\,(U_0)$.

Les segments de courbe en traits pleins représentent les caractéristiques obtenues en maintenant la tension U_r constante (100 V environ).

Les parties en pointillés correspondent à un accord simultané de U_0 et U_r.

Les gros points portés sur les courbes correspondent au rendement maximum η pour chaque ordre N.

inférieures aux prévisions théoriques. Pour le second tube, on vérifie bien que le courant d'accrochage est sensiblement égal au tiers du courant normal $(i_0)_n$; les courbes de la figure 6 donnent les caractéristiques d'accord électronique à U_0 variable pour les différents ordres N (U_r est maintenu à une valeur fixe voisine de zéro).

On remarque que toutes les valeurs possibles de fréquences sont obtenues entre 1900 et 2600 Mc/s, domaine où l'hélice est suffisamment dispersive en agissant simultanément sur U_0 et U_r; au delà de 2600 Mc/s, l'absence de dispersion rend le fonctionnement très instable et aucune courbe significative n'a pu être relevée. On trouve également sur la figure 6 la courbe représentative du taux de retard en fonction de la fréquence : en fait, pour donner une image physiquement plus féconde ce n'est pas m que l'on a porté en abscisse, mais U, U étant lié à m par l'égalité

$$m = \frac{c}{v} = \frac{500}{\sqrt{U\,(\text{volts})}}.$$

On observe que sur chaque ordre la courbe est limitée à la tension U_0 correspondant à la puissance maximum; de plus, dans ces conditions, la relation (34) est vérifiée, cette relation s'écrit plus simplement

$$\frac{U_0 - U}{U_0^{\frac{3}{2}}} = 0{,}04\,\frac{\lambda}{l},$$

U_0 et U étant mesurés en kilovolts.

Cette concordance montre que la théorie développée est à ce point de vue tout à fait satisfaisante.

En aucun cas, par suite du saut d'un ordre à l'ordre voisin, la tension U_0 n'est égale à U; autrement dit, les conditions d'oscillation sont telles que le paramètre n demeure nettement positif.

On constate encore que sur chaque ordre le taux d'accord électronique $\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0}$ est très peu différent du taux maximum théorique

$$\left(\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}U_0}\right)_{\max} = \frac{1}{2}\,\frac{f}{U_0}$$

et, qu'enfin, les largeurs de bande sont très sensiblement égales en valeur relative à $\frac{1}{N+1}$.

Il est possible de moduler en fréquence sur un ordre déterminé : soit en agissant périodiquement sur U_r à U_0 fixe, soit encore en agissant uniquement sur la tension hélice, la tension d'accélération U_0 et U_r demeurant constantes; dans ce dernier cas, si l'amplitude de la tension de modulation devient considérable, on voit apparaître des phénomènes d'hystérésis tout à fait caractéristiques.

2.3. **Conclusion**. — La théorie élémentaire du T. P. O. reflex est très bien vérifiée sur la majeure partie des points; seul le faible rendement obtenu demeure inexplicable — ce défaut est d'ailleurs commun à tous les tubes à réaction interne munis de lignes peu dispersives — une étude théorique plus poussée accompagnée de recoupements expérimentaux devrait permettre de lever cette difficulté;

il serait bon aussi d'examiner systématiquement le rôle de la réflexion de champ à la sortie du tube.

Quoi qu'il en soit, on peut affirmer dès maintenant que de tous les T. P. O. auto-oscillateurs à réaction interne, le T. P. O. reflex est celui qui donne les performances les plus remarquables. Il présente l'avantage appréciable de pouvoir être commandé complètement à l'aide de deux paramètres électroniques : la tension d'accélération et la tension réflectrice.

Mais, sous réserve des difficultés de réalisation, il s'avère bien inférieur aux oscillateurs du type « carcinotron » qui incorporent des lignes à dispersion anormale et dont le mode de fonctionnement est nettement différent.

NOTE SUR LA REPRÉSENTATION DE CERTAINES PROPRIÉTÉS DES LIGNES (1).

Une des grandeurs importantes à déterminer lors de l'étude d'une ligne est le taux de retard $m = \frac{c}{v}$. La représentation graphique la plus féconde consiste à porter en abscisse les longueurs d'onde spatiales et en ordonnées m. De cette courbe $m = m(\lambda)$ on déduit immédiatement par un procédé simple la vitesse v_g correspondant à chaque longueur d'onde.

On sait, en effet, que v_g est associé à v par la relation

$$\frac{1}{v_g} = \frac{1}{v}\left(1 - \frac{f}{v}\frac{dv}{df}\right),$$

soit en écrivant $p = \frac{c}{v_g}$ (retard de groupe) :

$$p = m\left(1 - \frac{\lambda}{m}\frac{dm}{d\lambda}\right).$$

à l'aide de cette équation on constate facilement que p est égal à l'ordonnée de l'intersection de l'axe des m et de la tangente à la courbe $m(\lambda)$ au point courant (m, λ) (*fig.* 7 *a*).

Les grandeurs qui interviennent au cours du texte $\left(\frac{v_g}{v} = \frac{m}{p};\ 1 - \frac{v_g}{v} = 1 - \frac{m}{p}\right)$ se déduisent donc aisément de constructions graphiques.

Il est intéressant de remarquer que l'on peut déterminer la région du plan (m, λ) où se situeront les courbes représentatives de lignes physiquement réalisables.

(1) Cette Note reprend, avec des notations et une terminologie légèrement différentes, les résultats exposés dans l'article cité sous la référence [8].

Dans le cas d'une ligne sans pertes, v_g est toujours inférieur à c. Les tangentes aux caractéristiques des lignes réelles coupent donc nécessairement l'axe des m au-dessus du point $m = 1$ ou au-dessous du point $m = -1$.

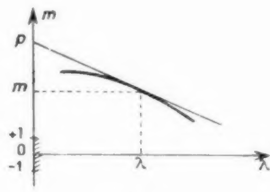


Fig. 7 *a*.

La caractéristique (I) de la figure 7 *b* est celle de la ligne à dispersion *normale* négative maximum. Cette ligne utilisée dans un tube à réaction lui confère, comme l'a montré notre étude, des propriétés très intéressantes.

La caractéristique (II) de la même figure est celle de la ligne à dispersion *anormale* minimum.

De simples considérations géométriques montrent que, dans certains cas, il est impossible sur un même mode de transmission de passer, de façon continue, d'une zone de dispersion normale à une zone de dispersion anormale; ces deux zones sont nécessairement séparées par une bande de fréquences de coupure, pour lesquelles la ligne ne transmet pas d'énergie.

Il est également facile d'illustrer le comportement des lignes transmettant de l'énergie sur un mode « harmonique d'espace ».

On sait, par exemple, que dans les lignes à structures périodiques caractérisées par une succession

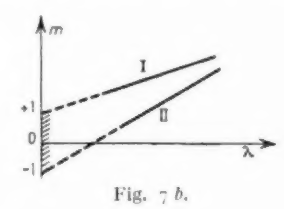


Fig. 7 *b*.

de cellules élémentaires distantes les unes des autres de d, il est possible de définir un angle minimum θ (compris entre zéro et π) correspondant au déphasage par cellule.

Le taux de retard m_0 sur le mode fondamental est donné par la relation

$$2\pi m_0 \frac{d}{\lambda} = \theta(\lambda).$$

Pour un mode harmonique de rang k le taux de retard m_k correspondant est donné par

$$2\pi m_k \frac{d}{\lambda} = \theta(\lambda) + 2k\pi,$$

d'où

$$m_k = m_0 + \frac{k}{d}\lambda.$$

Comme en valeur absolue m_0 est toujours inférieur, ou au plus égal à $-\frac{k\lambda}{2d}$; comme d'autre part on ne considère, pour des raisons de commodité, que les valeurs positives de m_k, on trouve

pour $k > 0$:

$$m_k = m_0 + \frac{k}{d}\lambda;$$

pour $k < 0$:

$$m_k = \frac{|k|\lambda}{d} - m_0.$$

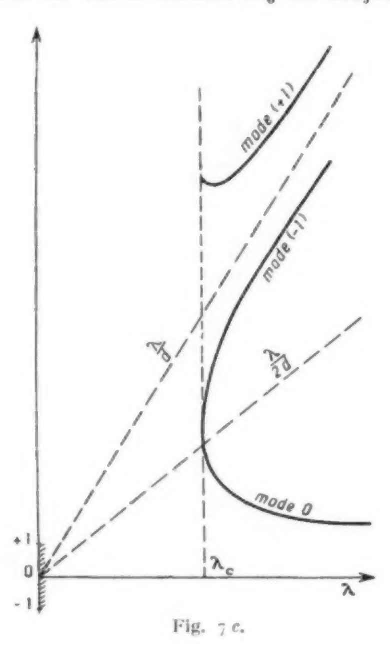


Fig. 7 c.

A titre d'exemple, la figure 7 c donne la représentation du mode fondamental et des modes harmoniques $k = -1$ et $k = +1$ pour une ligne à vannes conventionnelles; les caractéristiques des modes harmoniques se déduisent géométriquement, de façon très simple, de celle du mode fondamental obtenue expérimentalement.

On remarque, qu'à la coupure $\theta = \pi$ sur le mode zéro, donc $m_0(\lambda_c) = \frac{\lambda}{2d}$; la droite $\frac{\lambda}{2d}$ joue un rôle important dans les transformations graphiques.

On constate que le mode $k = -1$ est à dispersion anormale alors que le mode $k = +1$ est à dispersion normale positive ou négative.

Ce schéma illustre ce que nous indiquions au paragraphe A.2.1.3 c sur la possibilité d'obtenir, pour une tension U_0 donnée — définissant un certain taux de retard — deux fonctionnements possibles de l'oscillateur, l'un en T. P. O. à réaction normale, l'autre en T. P. O. « carcinotron ».

BIBLIOGRAPHIE.

[1] P. PALLUEL, *Études expérimentales sur les T. P. O. oscillateurs* [*Rapport C. S. F.* W. 6798, septembre 1940 (non publié)].

[2] F. M. T. JONES, *An Internal Feedback Travelling Wave Tube oscillator* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, vol. 40, 1952, nº 4, p. 478).

[3] P. GUÉNARD, O. DOEHLER, B. EPSZTEIN et R. WARNECKE, *Nouveaux tubes oscillateurs à large bande d'accord électronique pour hyperfréquences* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 236).

[4] 3ᵉ additif nº 47.205 du 20 juin 1949 au brevet français : *Oscillateur à large bande d'accord électronique comportant un tube à propagation d'onde avec un canal de réaction extérieur* (Inventeurs : P. PALLUEL et M. DENIS).

[5] 2ᵉ additif nº 47.122 du 24 mai 1949 au brevet français précédent (Inventeurs : P. PALLUEL et M. DENIS).

[6] J. BERNIER, *Essai de théorie du tube électronique à propagation d'ondes* (*L'onde électrique*, nº 243, juin 1947).

[7] J. R. PIERCE, *Travelling-Wave Tubes* (particulièrement chap. XII, p. 160 et suiv.) (Van Nostrand, New-York, 1950).

[8] P. GUÉNARD, O. DOEHLER et R. WARNECKE, *Sur les propriétés des lignes à structure périodique* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 32).

LES RÉGULATEURS DE TENSION A ÉLÉMENTS NON LINÉAIRES

PAR NGUYEN THIEN-CHI et J. SUCHET,

Centre de Recherches techniques, Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Une précédente publication a exposé le principe de la régulation des tensions par des éléments non linéaires (thermistances, résistances N. L., etc.).*
Dans le présent article, les auteurs fournissent une méthode de calcul simple pour obtenir des tensions de référence débitant sur charge constante, avec des exemples se référant aux éléments fabriqués par la C. S. F. (C. D. U. 621.316.722.).

SUMMARY. — *The principle of voltage regulation by non linear components (thermistors, resistors, N. L., etc.) has been expounded in a previous paper.*
In this paper the authors provide a simple method of calculation for obtaining reference voltages delivering on a constant load, with examples refering to the components manufactured by the C. S. F. (U. D. C. 621.316.722.).

Introduction.

Les résistances non linéaires symétriques, c'est-à-dire les résistances suivant la loi

$$V = KI^n,$$

où K et n sont deux constantes indépendantes du sens du courant, sont les seules indifféremment utilisables pour la régulation des tensions continues ou alternatives. Elles peuvent être divisées en deux groupes :

a. Résistances présentant une non-linéarité d'origine thermique :

— Lampes à filament de tungstène ($n = +1,8$ à $+2$);
— Résistances fer-hydrogène ($n = +40$ environ);
— Thermistances ($n = 0$ à $-0,5$).

b. Résistances présentant une non-linéarité de contact d'origine intergranulaire (les seules résistances de ce type actuellement fabriquées sont à base de carborundum) :

— Thyrites ($n = 0,28$);
— Metrosil ($n = 0,2$ à $0,35$);
— Résistances N. L. ($n = 0,15$ à $0,4$).

Les techniques électroniques modernes réclament des éléments robustes et de durée de vie très grandes. Nous nous limiterons donc pratiquement à l'étude des thermistances et des résistances au carborundum, en nous référant aux éléments actuellement fabriqués à la Compagnie générale de T. S. F.

La différence essentielle entre le comportement des thermistances et des résistances N. L. en tant qu'éléments non linéaires, réside dans leur inertie relative. L'inertie des thermistances, due à l'existence d'une constante de temps

$$\tau = \frac{H}{C}$$

(H étant la capacité calorifique et C le coefficient de dissipation thermique), est relativement importante. Celle des résistances N. L. est considérablement plus faible, mais existe néanmoins, comme le montre l'hystérésis aux ondes de choc.

Thermistances C. S. F.

Les thermistances, ou résistances à coefficient de température négatif élevé [1], s'échauffent lorsqu'elles sont parcourues par un courant important et leur résistance décroît. Une portion de leur caractéristique statique tension-intensité traitée en échelles

logarithmiques se trouve alors sensiblement rectiligne avec une pente variant de 0 à —0,5 suivant les cas. Dans un intervalle *limité* d'intensités de courant et si la tension à laquelle elles sont soumises ne varie pas trop rapidement par rapport à leur inertie thermique, on peut considérer en première approximation qu'elles suivent la loi

$$V = KI^n$$

dans laquelle l'exposant n est négatif.

Dans un schéma de régulation, une thermistance est toujours employée en série avec une résistance ordinaire. Lorsque la tension est appliquée à l'ensemble, elle doit s'échauffer suffisamment pour atteindre sa température de fonctionnement. On sait que cette condition est remplie si, en échelle normale, le maximum de sa caractéristique $V(I)$ se trouve au-dessous de la droite

$$V = V_0 - RI,$$

où V_0 est la tension appliquée et R la résistance ordinaire en série.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs approximatives des constantes K et n, ainsi que du courant moyen i pour des thermistances C. S. F. placées dans l'air calme et fonctionnant à environ 100° C au-dessus de la température ambiante. Il est toutefois recommandé, lorsqu'on désire calculer un régulateur avec quelque précision, de relever préalablement la caractéristique $V(I)$ de l'élément employé, ce dernier étant placé *dans les conditions exactes d'utilisation* (milieu ambiant, voisinage, température, etc.).

Type.	Matériau.	K.	n.	i.	Puissance dissipée.
A	1	7	—0,35 à —0,4	50 mA	2 W
A	2	4	—0.30 —0.35	200	2
A	3	3	—0.25 —0.30	1 A	2
D	1	7.5	—0.35 —0.4	200 mA	3
G.....	1	3 à 8	env. —0,25	20	0.3
CA ...	1	0,5	—0.4	1	6 mW
CB ...	1	1.5	—0.45	2	50

On peut être amené dans certains cas à utiliser les éléments à environ 50° C au-dessus de la température ambiante, bien que la loi en Ki^n devienne alors très approchée. On trouvera ci-dessous les ordres de grandeur des caractéristiques intéressantes :

Type.	Matériau.	K.	n.	i.	Puissance dissipée.
A	1	10	—0,25 à —0,30	20 mA	0.8 W
A	2	5	—0.20 —0,25	100	0.8
A	3	3.5	—0.15 —0.20	500	0.8
D	1	7	env. —0,25	50	1
G.....	1	5	env. —0,20	10	0,1

La substitution de l'huile à l'air comme milieu ambiant augmente notablement la valeur de K (facteur 2 à 3), mais ne modifie pas n.

L'inconvénient des régulateurs à thermistances réside dans leur sensibilité aux variations de la température ambiante et lorsque celle-ci varie dans de larges limites, il est indispensable de leur adjoindre des dispositifs correcteurs de température. Ils possèdent, d'autre part, une constante de temps relativement grande. Par contre, nous verrons que leur courant de sortie ne comporte pas de distorsion.

Résistances N. L. C. S. F.

Les agglomérats de carborundum [2] conduisent le courant électrique suivant la loi

$$V = KI^n,$$

dans laquelle l'exposant n est positif et généralement compris entre 0 et + 0,5.

De nombreuses applications des résistances N. L. n'exigent pas d'éléments capables de dissiper une puissance supérieure à 1 W. Nous verrons, par contre, que le rendement des schémas de régulation utilisant ces éléments est très faible, et qu'il est, par conséquent, nécessaire de leur faire dissiper une puissance notable pour une puissance suffisante à la sortie. La température de ces éléments, en effet, ne doit pas dépasser la température ambiante de plus de 10 à 20° C.

La solution la plus simple est alors de réaliser des montages de 5 ou 10 éléments en forme de couronnes avec plaques métalliques formant radiateur. La figure 1 montre deux réalisations de cet ordre :

Type RH (à gauche), dont les caractéristiques ont été données dans un article antérieur [3];

Type RI (à droite), dont les caractéristiques sont les mêmes que celles des éléments RD 5 à 10, mais avec une intensité dix fois plus élevée.

Ce dernier type, d'un poids et d'un encombrement réduits (90 g, 60 cm³), peut dissiper 15 W au maximum. Il comporte dix résistances N. L. en forme de couronnes (Ø = 30 mm) connectées en parallèle en deux groupes de cinq. Les caractéristiques utilisables sont donc, par exemple,

1 fois 60 V/100 mA : $n = 0,2$, $W_d = 15$ W

ou

2 fois 60 V/50 mA : $n = 0,2$, $W_d = 7,5$ W.

Les deux groupes sont équilibrés de manière à pouvoir être utilisés dans les deux branches d'un pont.

Chaque fois que la puissance de sortie ne devra pas nécessairement être importante, on aura toujours intérêt à prendre un point de fonctionnement moyen où la puissance dissipée par l'élément est très inférieure à la puissance maxima. On s'affranchira

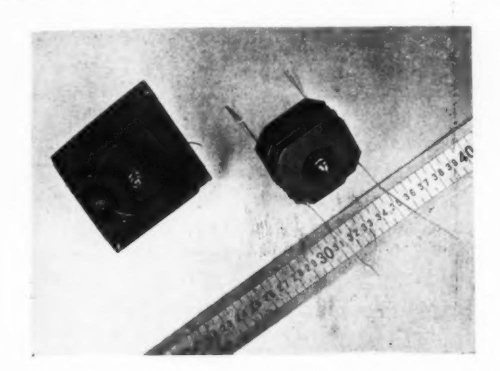


Fig. 1. — Résistances N. L. C. S. F. pouvant dissiper une quinzaine de watts ; types RH (à gauche) et RI (à droite).

ainsi des petites variations de tension dues au fait que l'élément est à la température ambiante lors de la mise sous tension, et à sa température de régime (plus élevée) quelques minutes plus tard.

Schémas de régulation.

Nous avons vu [3] que les schémas de régulation par éléments non linéaires pouvaient être répartis en deux groupes :

1° Schémas amplifiant les variations de tension de la source, généralement autour d'une valeur nulle. Ce sont les « indicateurs », qui ne débitent qu'une très faible puissance. Ils supposent l'existence d'un organe de commande, appelé « contrôleur », où la faible puissance fournie par l'indicateur, au besoin après amplification, sert à stabiliser la tension de la puissance totale consommée dans l'utilisation.

2° Schémas simplifiés fournissant directement une tension stabilisée débitant sur une impédance donnée.

Nous nous intéresserons uniquement dans la suite de cet article à ce dernier groupe, désirant nous limiter à des dispositifs simples et robustes, n'utilisant aucun tube électronique.

Le schéma le plus simple comprend un élément non linéaire en série avec une résistance chutrice ordinaire. L'utilisation est reliée aux bornes de l'élément non linéaire (*fig.* 2). Le rendement en puissance d'un tel schéma devient rapidement très faible lorsqu'on cherche une régulation précise. On peut aussi utiliser le schéma de la figure 3, ce qui revient à placer en cascade deux régulateurs identiques au précédent.

Lorsque l'exposant n est négatif (thermistances), on utilisera le schéma modifié de la figure 4 où la

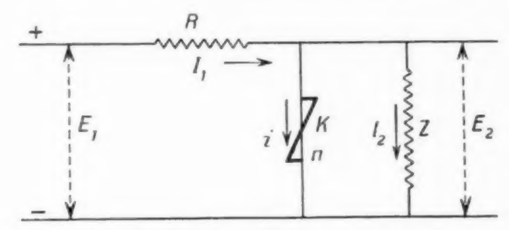


Fig. 2. — Schéma simple de régulation.

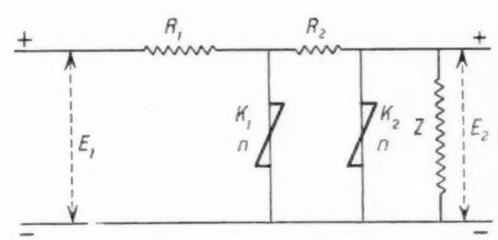


Fig. 3. — Schéma en cascade.

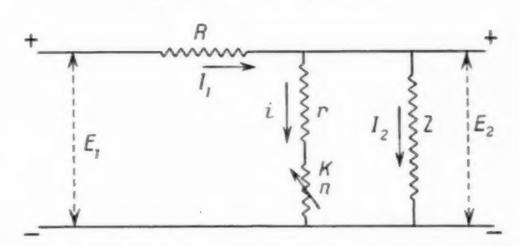


Fig. 4. — Schéma simple de régulation avec résistance série.

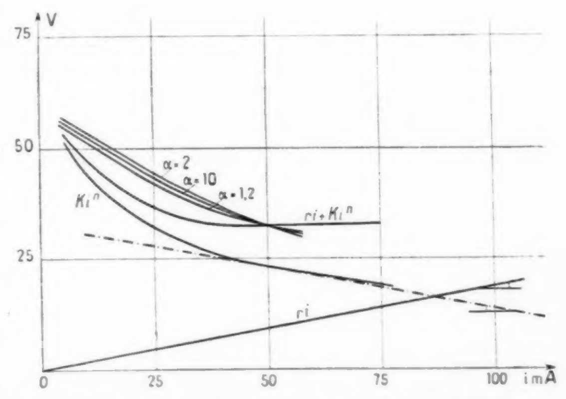


Fig. 5. — Étude graphique du schéma de la figure 4.

tension de sortie est prise aux bornes d'un ensemble résistance-thermistance. Les rendements dans ce cas sont nettement plus élevés.

Une meilleure solution pour les résistances N. L.

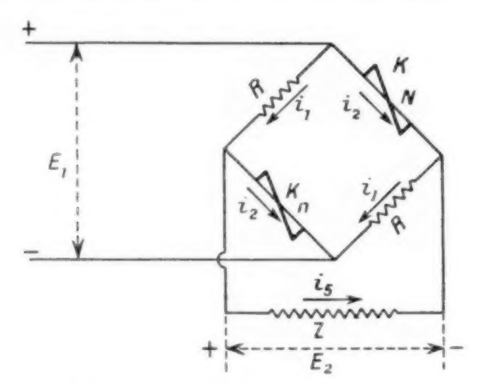


Fig. 6. — Schéma en pont à deux éléments.

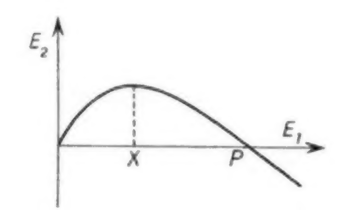


Fig. 7. — Caractéristique de sortie des schémas en pont.

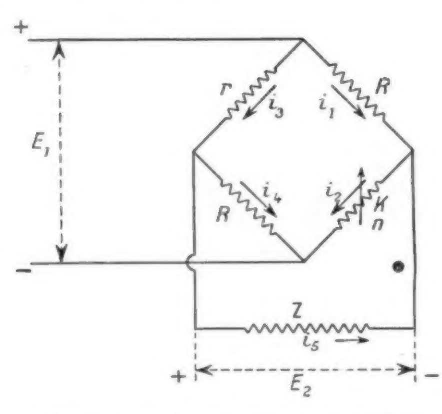


Fig. 8. — Schéma en pont à un élément.

consiste à utiliser le régulateur en pont de la figure 6 où les deux éléments non linéaires sont identiques, de même que les deux résistances ordinaires qui figurent dans les autres branches. La relation entre les tensions de sortie et d'entrée, dans le cas d'un tel schéma, est donnée par la figure 7. On voit qu'il y a un point de régulation pour $E_1 = X$ (schéma du deuxième groupe). L'utilisation autour de $E_1 = P$ correspondrait à un schéma du premier groupe (indicateur) et nous ne nous en occuperons pas ici.

Signalons enfin pour mémoire le schéma en pont à un seul élément non linéaire, donné par la figure 8. La courbe de la figure 7 est encore valable dans ce cas, mais le rendement est beaucoup plus faible que celui du schéma à deux éléments de la figure 6 (résistances N. L.) ou que celui de la figure 4 (thermistances). Il ne présente donc pas un grand intérêt, tout au moins en tant que schéma simplifié du deuxième groupe.

Le calcul des caractéristiques de quelques-uns de ces schémas de régulation montrera que le schéma de la figure 2 est à recommander pour des régulations approchées et ceux des figures 4 et 6 pour des régulations précises.

Problèmes de distorsion.

Lorsque des éléments non linéaires sont utilisés pour la régulation de courants variables, la tension de sortie présente, en général, une distorsion par rapport à la tension d'entrée. L'importance de cette distorsion est liée à l'importance relative de l'inertie des éléments employés et de la fréquence du courant variable.

En effet, supposons que nous appliquions une tension variable aux bornes d'un élément non linéaire d'inertie nulle; la loi

$$V = K I^n$$

montre que le courant qui traverse cet élément est modulé. Si la tension appliquée est sinusoïdale, le courant sera de la forme

$$I = I_0 (\sin \omega t)^n.$$

Si l'inertie de l'élément n'est pas nulle, le courant ne sera pas modulé complètement, mais présentera néanmoins des harmoniques non contenus dans la tension appliquée. Si cette inertie est très grande vis-à-vis de la période (thermistances), le courant ne présentera pratiquement aucune modulation.

Il est donc intéressant, dans un régulateur de tension à éléments non linéaires, de disposer d'éléments à grande inertie : le courant qui les traverse ne présentera pas de modulation et la tension de sortie ne présentera pas de distorsion par rapport à la tension d'entrée. Toutefois, cette inertie jouera également dans la correction d'une variation brusque de la tension d'entree et constituera donc un inconvénient à cet autre point de vue.

Les thermistances présentent une non-linéarité d'origine thermique et donc une inertie importante. La modulation du courant produite par une thermistance C. S. F. type CB de série est facilement visible sur des fréquences de l'ordre du cycle par seconde. Des modèles spéciaux permettraient de la déceler pour des fréquences plus élevées, de l'ordre de 100 c/s. Les résistances N. L. C. S. F. présentant une non-linéarité de contact intergrains, ont une inertie beaucoup plus faible et la modulation du courant y a lieu pour des fréquences beaucoup plus élevées. Des études en cours permettront de préciser leur comportement en haute fréquence.

En résumé, les régulateurs à thermistances ne présenteront pas de distorsion (cas général des types CA et CB et de fréquences 50 c/s ou plus), mais les régulateurs utilisant les résistances N. L. en présenteront une notable et, si les harmoniques introduits sont gênants, il y aura lieu de prévoir leur élimination par des filtres adéquats.

Notons pour terminer que les thermistances, étant elles-mêmes constituées par des agglomérats, peuvent présenter dans certaines conditions de fabrication (types C) une non-linéarité de contact intergrains extrêmement faible. La distorsion qui se produit sur la tension de sortie de régulateurs à thermistances n'est toutefois pratiquement pas décelable.

Méthode générale de calcul.

Une même méthode peut être appliquée aux différents schémas passés en revue ainsi qu'aux autres schémas possibles : on établit une relation entre une variation de la tension E_1 à l'entrée et la variation consécutive de la tension E_2 à la sortie de façon à voir s'il existe un point de fonctionnement favorisé. Puis on définit pour ce point un rapport de régulation

$$\rho = \frac{\dfrac{dE_2}{E_2}}{\dfrac{dE_1}{E_1}} \qquad (0 < \rho < 1)$$

et un rendement

$$\pi = \frac{W_2}{W_1} \qquad (0 < \pi < 1),$$

W_1 et W_2 étant les puissances consommées à l'entrée et utilisables à la sortie.

Toutes ces relations seront établies en fonction des caractéristiques des éléments non linéaires (K, n) et des éléments linéaires (R, Z). Ces quatre valeurs étant fixées, la position du point figuratif de la courbe $E_2(E_1)$ (courbe de la figure 7, par exemple) ne dépend que de la valeur de E_1. On a intérêt à substituer à E_1 le paramètre i (courant traversant un élément non linéaire).

Ce paramètre est commode, car c'est en général une des données (courant moyen fixé pour un type donné de résistance N. L. par des considérations de dissipation thermique), et les caractéristiques des éléments courants sont relevées par rapport à des intensités de référence telles que 0,05 A, 0,1 A, 0,5 A, etc., de sorte que les valeurs importantes de Ki^{n-1} ou Ki^n sont immédiatement connues.

Les tableaux ci-dessous donnent à cet effet les valeurs de i^{n-1} en fonction de i pour différentes valeurs, positives et négatives, du coefficient n. Les chiffres donnés sont approximatifs; une plus grande précision serait illusoire, car thermistances et résistances N. L. C. S. F. sont livrées avec une certaine tolérance qui oblige, en général, à prévoir un rhéostat simple ou double pour l'ajustage de la ou des résistances R :

	n.				
i_A.	0.15.	0.20.	0.25.	0.30.	0.40.
10^{-4}	2 500	1 600	1 000	630	–
10^{-3}	350	250	180	126	–
5.10^{-3}	90	82	52,6	40,5	–
10^{-2}	50	40	32	25	–
5.10^{-2}	–	13	9,4	8,1	–
0.1	–	6.3	5,6	5,0	4,0
0,5	–	1,74	1,68	1,62	1,5

	n.				
i_A.	−0.45.	−0.4.	−0.35.	−0.3.	−0.25.
10^{-3}.....	25000	16000	11 000	8 000	5600
10^{-2}.....	800	630	500	400	320
2.10^{-2}...	330	250	175	160	130
5.10^{-2}...	77	66	57	49	42
0.1......	28	25	22,4	20	18
0.2......	10,3	9.6	8.8	8.1	7.5
0,5......	2.72	2.63	2,54	2,45	2.37

Le calcul des résistances ordinaires du régulateur à partir de données telles que ρ, K, n, i doit évidemment donner des valeurs positives. Il en résulte que le coefficient n doit satisfaire à certaines conditions pour chaque valeur de ρ. Certains rapports de régulation peuvent même être impossibles à réaliser avec un élément non linéaire donné.

Les calculs complets développés ci-après pour les schémas principaux feront mieux comprendre cette méthode.

Calcul du schéma simple de régulation.

Ce schéma (*fig.* 2) ne comporte qu'un élément non linéaire et est défini par les relations suivantes :

(1) $$E_2 = ZI_2,$$

(2) $$E_2 = Ki^n,$$

(3) $$E_1 = E_2 + RI_1,$$

(4) $$I_1 = i + I_2$$

qui permettent de calculer n'importe laquelle de ses caractéristiques en fonction des valeurs de R, Z, K, n, et d'une donnée déterminant le point de fonctionnement, telle que i, par exemple.

Le rapport des variations de tensions à la sortie et à l'entrée montre qu'il n'existe pas de point de fonctionnement favorisé

(5) $$E_1 = \left(1 + \frac{R}{Z}\right) Ki^n + Ri,$$

$$\frac{dE_2}{dE_1} = \frac{ZKni^{n-1}}{(R+Z)Kni^{n-1} + RZ}.$$

Le rapport de régulation a donc pour expression

(6) $$\rho = \frac{dE_2}{dE_1} = 1 + \frac{RZ(n-1)}{Kni^{n-1}(R+Z) + RZ},$$

ρ étant en général connu, on peut en tirer R ou Z, dont l'expression doit être positive

(7) $$R = \frac{(1-\rho)ZKni^{n-1}}{(\rho - n)Z - (1-\rho)Kni^{n-1}}.$$

Avec les résistances N. L. ($n > 0$), on trouve que R et Z doivent donc être supérieurs à la quantité positive :

$$\frac{1-\rho}{\rho - n} Kni^{n-1},$$

avec la condition $\rho > n$, ce qui interdit pratiquement les rapports de régulation inférieure à 0,2.

Le rendement a pour expression

(8) $$\pi = \frac{W_2}{W_1} = \frac{E_2^2}{E_1(E_2 + Zi)},$$

soit, en utilisant les relations (2) et (5),

$$\pi = \frac{K^2 i^{2n}}{\left[\left(1 + \frac{R}{Z}\right)Ki^n + Ri\right](Ki^n + Zi)}.$$

Les expressions de ρ et π se simplifient en remarquant que, pour un point de fonctionnement donné, correspondant à un certain courant moyen i dans l'élément non linéaire, celui-ci a une résistance

$$\frac{V}{I} = Ki^{n-1},$$

et en posant

$$Z = \alpha K i^{n-1},$$

$$R = \beta K i^{n-1},$$

(9) $$\rho = 1 + \frac{\alpha\beta(n-1)}{n(\alpha+\beta) + \alpha\beta},$$

(10) $$\pi = \frac{\alpha}{(1+\alpha)(\alpha+\beta+\alpha\beta)}.$$

Le tableau suivant donne quelques valeurs du rendement en puissance π en fonction de α et β. La puissance de sortie est

(11) $$W_2 = \frac{Ki^{n+1}}{\alpha},$$

et la tension d'entrée

(12) $$E_1 = \frac{\alpha+\beta+\alpha\beta}{\alpha} Ki^n.$$

	α.		
β.	0.5.	1.0.	2.0.
0,1	0,51	0,42	0,29
0,5	0,27	0,25	0,19
1,0	0,17	0,17	0,13
2,0	0,09	0,10	0,08
W_2	$2Ki^{n+1}$	Ki^{n+1}	$0,5Ki^{n+1}$

La valeur de ρ, qui dépend de n, est donnée ci-dessous pour deux valeurs de ce coefficient :

	α.		
$\frac{n = +0.2}{\beta}$.	0.5.	1.0.	2.0.
0,1	0,998	0,75	0,74
0,5	0,56	0,5	0,47
1,0	0,5	0,43	0,39
2,0	0,47	0,39	0,33

	α.		
$\frac{n = +0.5}{\beta}$.	0.5.	1.0.	2.0.
0,5	0,83	0,8	0,78
1,0	0,8	0,75	0,71
2,0	0,77	0,71	0,67

Pratiquement, les coefficients $n > 0,25$ sont inutilisables.

Exemple. — Nous disposons d'une résistance N. L. type RI, de caractéristiques 57 V/100 mA en alternatif 50 c/s, avec $n = 0,20$. Nous fixons le courant moyen qui la traverse à 100 mA correspondant à une puissance dissipée de 5 W :

$$i = 0,1\,\text{A}, \qquad i^{n-1} = 6,3,$$

$$E_2 = V = Ki^n = 57\,\text{V},$$

$$K(50\,\text{c/s}) = \frac{V}{i^n} = 90,$$

$$Ki^{n-1} = 570;$$

adoptons, par exemple, $\alpha = 1$ et $\beta = 0{,}5$, soit $\pi = 0{,}25$ et $\rho = 0{,}5$:

$$Z = 570\ \Omega, \qquad R = 285\ \Omega,$$

(11) $$W_2 = K i^{n+1} = 5{,}7\ W,$$

(12) $$E_1 = 114\ \text{V},$$

la puissance perdue est dissipée dans la résistance N.L. (5,7 W) et la résistance chutrice (11,4 W).

Un secteur alternatif variant entre 102 et 126 V fournira une tension variant entre 54 et 61 V.

Étude du schéma simple avec résistance série.

Ce schéma (*fig.* 4) est défini par les relations suivantes :

(1) $$E_2 = Z I_2,$$

(2 *bis*) $$E_2 = ri + K i^n,$$

(3) $$E_1 = E_2 + R I_1,$$

(4) $$I_1 = i + I_2.$$

A l'inverse du schéma précédent, nous avons ici un point de fonctionnement favorisé ($n < 0$) :

$$Z E_1 = (R + Z) K i^n + (RZ + Rr + Zr) i,$$

$$\frac{1}{Z}\frac{dE_2}{dE_1} = \frac{r + K n i^{n-1}}{(R + Z) K n i^{n-1} + RZ + Rr + Zr}$$

en ce point, défini par

(13) $$r = -n K i^{n-1},$$

posons, comme précédemment,

$$Z = \alpha K i^{n-1},$$
$$R = \beta K i^{n-1}.$$

Un accroissement de la tension de sortie aura pour expression

$$\Delta E_2 = \frac{\Delta i^2}{2}\frac{d^2 E_2}{di^2}, \qquad \text{avec} \quad i^{n-1} = -\frac{r}{K n}$$

en négligeant le terme en $\frac{\varepsilon}{6}\Delta i^3$.

On en tire la relation

(14) $$\frac{\Delta E_2}{E_2} = \left(\frac{n}{\sqrt{2n}} - n\frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta}\frac{n-1}{\sqrt{2n}}\right)^2 \left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2.$$

L'expression du rendement est

(8) $$\pi = \frac{E_2^2}{E_1 (E_2 + Z i)},$$

soit ici

(15) $$\pi = \frac{\alpha}{\left(\alpha + \beta - \frac{\alpha\beta}{n-1}\right)\left(1 - \frac{\alpha}{n-1}\right)},$$

et la puissance disponible à la sortie

(16) $$W_2 = \frac{E_2^2}{Z} = \frac{r^2 i^2 (n-1)^2}{n^2 Z} = \frac{(n-1)^2}{\alpha} K i^{n+1}.$$

Si l'on se fixe $\dfrac{\frac{\Delta E_2}{E_2}}{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2} = 1$, ce qui correspond dans le cas d'une tension d'entrée variant de $\pm$ 10 % à un rapport de régulation $\rho = 0{,}1$:

(17) $$\beta = \frac{-n\alpha(1-n)}{-n(n-1) + \alpha(n + \sqrt{-2n})},$$

quantité positive, ce qui entraîne la condition

$$\alpha > \frac{n(n-1)}{n + \sqrt{-2n}}.$$

Le tableau ci-dessous donne la valeur de cette limite inférieure pour différentes valeurs de n :

n	0.25.	−0,30.	−0,35.	−0,40.	−0,45.	−0,50.
α_{min}	0,68	0,82	0,97	1,13	1,31	1,5

Remplaçant β par sa valeur dans l'expression du rendement, il vient

(18) $$\pi = \frac{(n-1)\left[\alpha(n + \sqrt{-2n}) - n(n-1)\right]}{\alpha\sqrt{-2n}\,(n - 1 - \alpha)},$$

soit, pour deux valeurs de n,

$n = -0{,}4$:

α	1,13	1,2	1,5	2	5	10
π	0	0,017	0,065	0,098	0,093	0,060

$n = -0{,}25$:

α	0,68	0,8	1	2	5	10
π	0	0,061	0,113	0,166	0,112	0,067

On voit que les rendements les meilleurs sont obtenus pour $\alpha = 3\alpha_{min}$ environ.

Exemple 1. — Nous disposons d'une thermistance, type A, matériau 1, de caractéristiques $K = 7$, $n = -0{,}4$, atteignant la zone 100-150° C pour un courant de 50 mA ($i^{n-1} = 66$).

Supposons qu'à partir d'une source variant de $\pm$ 10 %, nous voulions obtenir une tension stabilisée à $\pm$ 1 %.

$$K i^{n-1} = 462, \qquad \alpha_{min} = 1{,}13,$$

(13) $$r = -n K i^{n-1} = 185\ \Omega,$$

(2 *bis*) $$E_2 = ri + K i^n = 32{,}3\ \text{V}.$$

Les autres caractéristiques varient, en fonction de α, de la manière suivante :

α.	β.	Z.	R.	E_1.	W_2.
1,2	19	550	8 700	976	1.9
1,5	4,6	690	2 150	273	1.5
2	2,6	920	1 210	135	1,1
5	1,5	2 300	680	76	0,45
10	1.3	4 600	590	66	0,22

Remarques. — Nous avons vu au début de cette étude, à propos des thermistances C. S. F., que la droite

$$V = V_0 - RI$$

devait se trouver au-dessus du maximum de la courbe $V(I)$ de la thermistance. Étudions les positions respectives, pour les données numériques de l'exemple précédent, de la courbe

$$V = E_1 - RI_1$$

et de la courbe

$$V = ri + Ki^n.$$

La figure 5 donne la courbe $V = Ki^n$ de la thermistance (de pente $-r$ au point de régulation $i = 50$ mA), la droite $V = ri$ et leur somme $V = ri + Ki^n$. Trois courbes $V = E_1 - RI_1$ ont été tracées, correspondant à une valeur moyenne et deux valeurs extrêmes de α.

On voit que la valeur $\alpha = 2$, qui est celle du rendement le plus élevé, est aussi celle pour laquelle la dernière courbe est le plus au-dessus de la précédente. Lors de la mise sous tension, le point de fonctionnement $i = 50$ mA sera donc atteint dans le minimum de temps.

Exemple 2. — Nous disposons d'une thermistance, type A, matériau 3, de caractéristiques

$$K = 3, \qquad n = -0,25$$

atteignant la zone 100-150° C pour un courant de 1 A.

Supposons encore qu'à partir d'une source variant de $\pm$ 10 % nous voulions obtenir une tension stabilisée à $\pm$ 1 %.

$$K i^{n-1} = 3, \qquad \alpha_{\min} = 0.68,$$

(13) $$r = -Kni^{n-1} = 0,75\,\Omega,$$

(2 *bis*) $$E_2 = ri + Ki^n = 3,75\text{ V}.$$

Les autres caractéristiques varient en fonction de α, de la manière suivante :

α.	β.	Z.	R.	E_1.	W_2.
0,8	4.4	2.4	13	38	5.9
1	2.1	3	6,3	18	4.7
2	1	6	3.1	8.7	2.35
5	0,78	15	2,3	6.6	0,94
10	0.73	30	2,2	2.34	0.47

Remarque. — Nous avons supposé dans ces deux exemples que la température de fonctionnement de la thermistance avait été fixée à 100° C au-dessus de la température ambiante. On trouverait des rendements plus élevés en se fixant une température de fonctionnement plus basse. Mais d'une part la loi en Ki^n n'est plus qu'approchée, ce qui diminue la précision du calcul et, d'autre part, l'influence de la température ambiante est plus sensible.

Étude du schéma en pont à deux éléments.

Ce schéma (*fig.* 6) est défini par les relations suivantes :

(19) $$i_1 = i_2 + i_3,$$

(20) $$-Ri_1 + Ki_2^n - Zi_3 = 0,$$

(21) $$E_1 = RI_1 + Ki_2^n,$$

(22) $$E_2 = Ki_2^n - RI_1$$

qui permettent de calculer n'importe laquelle de ses caractéristiques en fonction des valeurs de R, Z, K, n et d'une donnée déterminant le point de fonctionnement telle que i_2, par exemple.

Les relations (19) et (20) donnent

$$i_1 = \frac{Ki_2^n + Zi_2}{R + Z}$$

et les relations (21) et (22) s'écrivent alors

(23) $$(R + Z)E_1 = (2R + Z)Ki_2^n + RZi_2,$$

(24) $$(R + Z)E_2 = Z(Ki_2^n - Ri_2);$$

on peut remarquer que

(25) $$E_1 + E_2 = 2Ki_2^n.$$

La courbe $E_2(E_1)$ a l'allure indiquée sur la figure 7. Il existe un point de régulation favorisé, comme le montre l'expression

$$\frac{dE_2}{dE_1} = \frac{Z(Kni_2^{n-1} - R)}{(2R + Z)Kni_2^{n-1} + RZ}$$

qui s'annule au point $E_1 = X$ pour

(26) $$R = Kni_2^{n-1}.$$

En ce point, un accroissement de la tension de sortie aura pour expression

$$\Delta E_2 = \frac{\Delta i_2^2}{2}\,\frac{d^2E_2}{di_2^2}, \qquad \text{avec} \quad i_2^{n-1} = \frac{R}{Kn}$$

en négligeant le terme en $\frac{\varepsilon}{6}\,\Delta i_2^3$, soit

$$\Delta E_2 = \frac{\Delta i_2^2}{2}\,\frac{RZ(n-1)}{i_2(R + Z)}.$$

Les tensions d'entrée et de sortie ont respectivement pour expressions au point de régulation

$$E_1 = \frac{Ri_2(2R + Z + nZ)}{n(R+Z)}, \tag{27}$$

$$E_2 = \frac{RZi_2(1-n)}{n(R+Z)}. \tag{28}$$

On tire donc la relation

$$\frac{\Delta E_2}{E_2} = -\frac{(2R + Z + nZ)^2}{8n(R+Z)^2}\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2. \tag{29}$$

Les puissances consommées à l'entrée et disponibles à la sortie ont respectivement pour valeur

$$W_1 = E_1(i_3 + 2i_2) = \frac{E_1}{Z}(E_2 + 2Zi_2),$$

$$W_2 = \frac{E_2}{Z},$$

d'où le rendement en puissance du régulateur

$$\pi = \frac{E_2^2}{E_1(E_2 + 2Zi_2)} \tag{30}$$

ou encore, en utilisant les relations (27) et (28),

$$\pi = \frac{RZ(1-n)^2}{(2R + Z + nZ)(R + nR + 2nZ)}. \tag{31}$$

Supposons que nous désirions avoir entre les variations relatives de tension à l'entrée et à la sortie du régulateur la relation

$$\frac{\Delta E_2}{E_2} = x\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2, \tag{32}$$

soit, par exemple, à partir d'un secteur alternatif variant de $\pm$ 10 %, obtenir une tension régulée à $\pm x$ %. Il vient

$$\frac{(2R + Z + nZ)^2}{8n(R+Z)^2} = x,$$

d'où l'on tire la valeur de Z en fonction de R :

$$Z = 2R\,\frac{(4x-1)n - 1 \pm (n-1)\sqrt{2nx}}{n^2 - 2(4x-1)n + 1}. \tag{33}$$

Nous examinerons les cas $x = 0{,}5$, 1, 2.

$x = 0{,}5$:

$$Z = 2R\,\frac{1 \pm \sqrt{n}}{n-1};$$

il y a une solution avec le signe + au numérateur pour $n > 1$, donc seulement pour les lampes à filament de tungstène ou les tubes ferhydrogène;

$x = 1$:

$$Z = 2R\,\frac{3n - 1 \pm (n-1)\sqrt{2n}}{n^2 - 6n + 1}; \tag{34}$$

il y a une solution avec le signe + au numérateur pour $0{,}17 < n < 0{,}5$.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de $\frac{Z}{2R}$ et de π pour différentes valeurs du coefficient n :

n	0,17.	0,2.	0,25.	0,3.	0,4.	0,5.
$\frac{Z}{2R}$	–	5,66	1,77	0,83	0,272	-
π	0	0,081	0,103	0,085	0,039	0

$x = 2$:

$$Z = 2R\,\frac{7n - 1 \pm 2(n-1)\sqrt{n}}{n^2 - 14n + 1}; \tag{35}$$

il y a une solution avec le signe + au numérateur pour $n < 0{,}25$.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de $2R$ et de π pour deux valeurs de n :

n	0,15.	0,20.	0,25.
$\frac{Z}{2R}$	0,565	0,18	–
π	0,167	0,07	0

Exemple 1. — Nous disposons d'une résistance N.L. type RI de caractéristiques 70 V/100 mA en continu, que nous utiliserons en deux éléments 70 V/50 mA, avec un coefficient $n = 0{,}20$. Supposons qu'à partir d'une source variant de $\pm$ 10 % nous voulions obtenir une tension stabilisée à $\pm$ 1 %. Nous fixons le courant moyen les traversant à 50 mA correspondant à une puissance de 2 × 3,5 W :

$$i_2 = 0{,}05, \qquad i_2^{n-1} = 13,$$

$$K = \frac{V}{i_2^n} = 108 \quad \text{(continu)},$$

$$R = Kni_2^{n-1} = 281\ \Omega, \tag{26}$$

$$Z = 2R.5{,}66 = 3\,200\ \Omega, \tag{34}$$

$$E_2 = 52\ \text{V}, \tag{28}$$

$$E_1 = 88\ \text{V}, \tag{25}$$

$$W_2 = 0{,}84\ \text{W},$$

$$\pi = 0{,}081.$$

Exemple 2. — Nous disposons d'une résistance N.L. type RI 35 V/100 mA, $n = 0{,}25$, mêmes conditions que précédemment. Nous fixons le courant moyen à 100 mA correspondant à une puissance de 2 × 4W (point de fonctionnement à deux fois 40 V/100 mA) :

$$i_2 = 0{,}1, \qquad i_2^{n-1} = 5{,}6,$$

$$K = \frac{V}{i_2^n} = 71{,}5 \quad \text{(continu)},$$

$$R = Kni_2^{n-1} = 96{,}5\ \Omega, \tag{26}$$

$$Z = 2R.1{,}77 = 341\ \Omega, \tag{34}$$

$$E_2 = 22{,}5\ \text{V}, \tag{28}$$

$$E_1 = 57{,}5\ \text{V}, \tag{25}$$

$$W_2 = 1{,}5\ \text{W},$$

$$\pi = 0{,}103.$$

Exemple 3. — Nous disposons d'une résistance N.L. type RI 4 V/100 mA, $n = 0,4$, mêmes conditions que précédemment. Nous fixons le courant moyen à 200 mA correspondant à une puissance de 2 × 1,6 W (point de fonctionnement à deux fois 8 V/200 mA) :

$$i_2 = 0.2, \qquad i_2^{n-1} = 2.7,$$

$$K = \frac{V}{i_2^n} = 14.8 \quad \text{(continu)},$$

(26) $$R = K n i_2^{n-1} = 16\,\Omega,$$

(34) $$Z = 2R.0.272 = 8.7\,\Omega.$$

(28) $$E_2 = 1.7\ \text{V},$$

(25) $$E_1 = 14.3\ \text{V},$$

$$W_2 = 0.33\ \text{V},$$

$$\pi = 0.039.$$

Exemple 4. — Nous disposons de deux résistances N. L., type RD 3 identiques (deux fois 120 V/5 mA), $n = 0,15$ en continu. Nous fixons le courant moyen à 5 mA correspondant à une puissance de 0,6 W pour chaque (éléments baignant dans l'huile, par exemple).

Supposons qu'à partir d'une source variant de ± 10 % nous voulions obtenir une tension stabilisée à ± 2 % :

$$i_2 = 0.005, \qquad i_2^{n-1} = 90,$$

$$K = \frac{V}{i_2^n} = 267 \quad \text{(continu)},$$

(26) $$R = K n i_2^{n-1} = 3\,600\,\Omega,$$

(35) $$Z = 2R.0.565 = 4\,070\,\Omega,$$

(28) $$E_2 = 54\ \text{V},$$

(25) $$E_1 = 186\ \text{V},$$

$$W_2 = 0.72\ W,$$

$$\pi = 0.167.$$

Conclusion.

Les régulateurs de tension à éléments non linéaires sont irremplaçables chaque fois que l'on est obligé d'éliminer avant tout les facteurs « fragilité » et « pannes ».

Les calculs précédents ont toutefois montré que leur faible rendement et, par suite, la puissance limitée que l'on peut leur demander diminuent leur champ d'application.

Nous verrons dans un article ultérieur les solutions qu'il est possible d'envisager lorsque l'on veut éviter ces deux écueils, tout en conservant les avantages de robustesse (schémas du premier groupe : système indicateur-contrôleur).

BIBLIOGRAPHIE.

[1] NGUYEN THIEN-CHI et J. SUCHET, *Semi-conducteurs à grand coefficient de température négatif : thermistances* (*Annales de Radioélectricité*, t. V, n° 21, juillet 1950).

[2] NGUYEN THIEN-CHI et J. SUCHET, *Résistances non linéaires à base de semi-conducteurs frittés* (*Annales de Radioélectricité*, t. VI, n° 26, octobre 1951).

[3] NGUYEN THIEN-CHI et J. SUCHET, *Résistances non linéaires à base de semi-conducteurs frittés* (*suite*) (*Annales de Radioélectricité*, t. VII, n° 28, avril 1952).

ÉTUDE SUR LE MAGNÉTRON A L'ÉTAT BLOQUÉ

PAR P. FECHNER.

DEUXIÈME PARTIE (¹).

SOMMAIRE. — *L'auteur étudie dans cette deuxième partie, les effets d'une onde électromagnétique de haute fréquence sur les électrons, en admettant alors la répartition statique de la charge d'espace qu'il avait définie dans la première partie. Le calcul montre que dans un magnétron multicavités il existe quatre fréquences possibles d'oscillation du nuage d'électrons pour lesquelles ceux-ci peuvent entrer en résonance avec une onde incidente. L'une de ces fréquences caractérise un phénomène de résonance de même nature que celui obtenu dans le cas du magnétron coaxial où l'oscillation électronique est produite par la composante radiale du champ électrique de haute fréquence. Les trois autres fréquences de résonance caractérisent des phénomènes provoqués par la composante tangentielle du champ électrique existant à l'embouchure des cavités. Le rôle fondamental joué par le champ tangentiel du magnétron multicavités est ainsi mis en évidence.*

Les expériences réalisées ont permis de constater l'exactitude des formules obtenues. Le fait que ces expériences justifient la théorie dynamique exposée dans cette deuxième partie, peut aussi être interprété comme une vérification de l'étude statique relative à la répartition de la densité de la charge d'espace.

La méthode employée pour l'observation de la répartition des électrons dans l'espace inter-électrodes du magnétron, présente l'avantage de permettre l'étude expérimentale de la charge d'espace sans la modifier statiquement. (C. D. U. 621.396.615.141.2.)

SUMMARY. — *In the second part the author studies the effects of a high frequency electromagnetic wave on the electrons, taking into account the static space charge distribution as defined in the first part. The calculation shows that, in a multi-cavity magnetron, there exist four possible oscillation frequencies of the electron cloud for which the electrons can be in resonance with the incident wave. One of these frequencies is the result of a resonance phenomenon similar to that obtained in the case of the coaxial magnetron, where the electron oscillation is induced by the radial component of the high frequency electric field. The other three resonance frequencies result from phenomena induced by the tangential component of the electric field which exists at the mouth of each cavity. The fundamental role played by the tangential field of the many-cavity magnetron is thus made clear.*

The experiments which have been carried out have confirmed the accuracy of the formulae obtained. The fact that these experiments vindicate the dynamic theory expounded in this second part may also be interpreted as a verification of the static theory of space charge density distribution.

The method used for the observation of the electron distribution in the inter-electrode space of the magnetron has the advantage of permitting experimental study of the space charge without distorting it statically. (U. D. C. 621.396.615.141.2.)

(¹) La première partie de cet article a été publiée dans les *Annales de Radioélectricité*, n° 28 d'avril 1952.

ÉTUDE DES FRÉQUENCES DE RÉSONANCE DE LA CHARGE D'ESPACE DU MAGNÉTRON A CAVITÉS.

Dans la première partie de cette étude nous avons cherché quelle était la répartition de la densité de charge d'espace dans un magnétron à l'état bloqué. Nous ne nous sommes alors intéressés qu'au problème statique et avons traité le cas du magnétron coaxial. Nous allons maintenant considérer, dans cette seconde partie, un magnétron à cavités et étudier les phénomènes qui prennent naissance lors de l'interaction d'une onde de haute fréquence incidente produite par une source auxiliaire avec les électrons circulant dans l'espace interélectrodes. Cette seconde partie traitera donc de l'étude dynamique du magnétron.

Ayant tout d'abord rappelé l'hypothèse de base de cette théorie, nous établirons les formules permettant de calculer les fréquences de résonance de la charge d'espace en fonction du mode d'oscillation des cavités du magnétron, du champ magnétique continu et de la tension appliquée entre l'anode et la cathode de la lampe. Nous décrirons ensuite les expériences qui ont été effectuées dans le but de vérifier les formules obtenues et d'une façon plus générale, les hypothèses émises dans cet exposé.

La théorie et les expériences ont été faites pour des magnétrons à cavités sectorales dont l'utilisation se généralise de plus en plus. Toutefois, les résultats obtenus restent absolument valables pour des cavités de forme quelconque.

CHAPITRE I.

CALCUL DES FRÉQUENCES DE RÉSONANCE.

a. Hypothèse de base.

Le résultat théorique de l'étude statique de la lampe est, comme nous l'avons vu, que les électrons sont concentrés en un anneau de très forte densité électronique. L'hypothèse que nous faisons donc maintenant et qui servira de point de départ à la théorie dynamique est que tous les électrons circulant entre l'anode et la cathode du magnétron, se trouvent situés sur cet anneau infiniment mince, concentrique à la cathode de rayon $r = r_1$, r_1 ayant été déterminé dans la première partie. Nous supposons donc qu'il n'y a pas d'électrons ailleurs, soit entre la cathode et l'anneau, soit entre l'anneau et l'anode. Nous admettons que le champ électrostatique qui existe entre cet anneau et le cylindre anodique peut se déduire comme nous l'avons déjà signalé, de celui d'un condensateur cylindrique dont les électrodes seraient l'anode et le cylindre de rayon $r = r_1$. Nous reviendrons ultérieurement sur cette question et calculerons le champ existant réellement sur le bord extérieur de l'anneau d'électrons. Lorsqu'une onde électromagnétique incidente pénètre dans le magnétron, par l'intermédiaire d'une cavité, il existe dans l'espace interélectrodes un champ électromagnétique de haute fréquence, dont la répartition dépend de la structure de l'anode et du mode d'oscillation des cavités. Ce champ électromagnétique agit sur les électrons en les écartant de leur position d'équilibre sur l'anneau. Les phénomènes que nous nous proposons d'étudier restent visibles lorsque les amplitudes des composantes électrique et magnétique du champ de haute fréquence deviennent très petites devant les amplitudes du champ électrostatique et du champ magnétique continu; il en résulte que l'amplitude du mouvement de haute fréquence de l'électron près de l'anneau est très petite vis-à-vis du rayon de cet anneau.

Nous avons vu qu'un phénomène de résonance peut prendre naissance lorsque la fréquence d'oscillation d'un électron sur l'anneau devient égale à la fréquence de l'onde électromagnétique; l'amplitude du mouvement oscillatoire de l'électron croît alors fortement.

Nous allons chercher les valeurs de la fréquence de l'onde incidente qui, en fonction du mode d'oscillation des cavités, de la tension anodique et du champ magnétique continu rendent cette amplitude maxima. Les valeurs ainsi trouvées donneront la fréquence de résonance de la charge d'espace.

b. Détermination des formules.

Considérons, (*fig.* 16), un magnétron à N cavités sectorales. Appelons ξ l'amplitude du mouvement radial de haute fréquence qui prend naissance à partir de l'anneau sous l'action d'une onde électromagnétique incidente et ψ' la variation de la vitesse angulaire de l'électron, θ'_1 étant sa vitesse angulaire sur l'anneau. On sait que dans ce magnétron règne un champ électromagnétique défini par une série de modes

$$\gamma = n + mN$$

(m variant de zéro à l'infini); la valeur du champ pour le mode γ est en fonction de l'angle θ, donné par une expression de la forme

$$A = A(r)\, e^{-i\gamma\theta}.$$

Les amplitudes complexes des composantes électriques et magnétiques du champ de haute fréquence sont données par les équations [1]

$$(1)\quad \begin{cases} \mathcal{E} = E_\theta\, e^{-i\gamma\theta} = \dfrac{N\theta_0 E_0}{\pi} \displaystyle\sum_{m=-\infty}^{\infty} \dfrac{\sin\gamma\theta_0}{\gamma\theta_0} \left(\dfrac{r_a}{r}\right)^{\gamma-1} \left[\dfrac{1-\left(\dfrac{r_c}{r}\right)^{2\gamma}}{1-\left(\dfrac{r_c}{r_a}\right)^{2\gamma}}\right] e^{-i\gamma\theta}, \\[2ex] \mathcal{E} = E_r\, e^{-i\gamma\theta} = i\,\dfrac{N\theta_0 E_0}{\pi} \displaystyle\sum_{m=-\infty}^{\infty} \dfrac{\sin\gamma\theta_0}{\gamma\theta_0} \left(\dfrac{r}{r_a}\right)^{\gamma-1} \left[\dfrac{1+\left(\dfrac{r_c}{r}\right)^{2\gamma}}{1-\left(\dfrac{r_c}{r_a}\right)^{2\gamma}}\right] e^{-i\gamma\theta}, \\[2ex] \mathcal{H} = H_Z\, e^{-i\gamma\theta} = -\,i\,\dfrac{N\theta_0 E_0}{c\pi} \displaystyle\sum_{m=-\infty}^{\infty} \dfrac{\sin\gamma\theta_0}{\gamma\theta_0}\, \dfrac{kr}{\gamma} \left(\dfrac{r}{r_a}\right)^{\gamma-1} \left[\dfrac{1+\left(\dfrac{r_c}{r}\right)^{2\gamma}}{1-\left(\dfrac{r_c}{r_a}\right)^{2\gamma}}\right] e^{-i\gamma\theta}. \end{cases}$$

En désignant par $2\theta_0$ l'angle d'ouverture d'une cavité et E_0 l'amplitude du champ électrique de

Fig. 16.

haute fréquence à l'embouchure de la cavité (*fig.* 17), γ est défini par $\gamma = n + mN$, m étant un entier quelconque et

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{\omega}{c},$$

f étant la fréquence de l'onde.

Nous voyons que les composantes du champ électromagnétique à l'intérieur de l'espace inter-électrodes dépendent du mode n et de l'angle θ par le facteur $e^{-i\gamma\theta}$. Il en résulte que la position de l'électron dépendra également du mode d'oscillation.

Cette position sera donc définie par les coordonnées r et θ telles que

$$(2)\quad \begin{cases} r = r_1 + \xi\, e^{-in\theta}, \\ \theta = \theta'_1 + \psi'\, e^{-in\theta}. \end{cases}$$

Le mode fondamental (obtenu pour $m = 0$) étant prépondérant, nous négligerons les différents harmoniques et prendrons $\gamma = n$.

D'après notre hypothèse de base, la quantité ξ est un infiniment petit par rapport à r_1. Nous négligerons donc les termes en $\frac{\xi^2}{r_1^2}$ devant l'unité.

Abordons maintenant le problème du fonctionnement dynamique; c'est-à-dire qu'en plus des forces continues appliquées aux électrons circulant sur l'anneau, nous considérons des forces alternatives de haute fréquence, eE_r, eE_θ et evH_z, v étant la vitesse d'un électron, vitesse très faible par rapport à la vitesse de la lumière c.

D'après les équations (1), le rapport de la force d'origine magnétique evH_z avec les forces d'origine électrique eE_r ou eE_θ est de l'ordre de $\frac{v}{c}$, rapport extrêmement faible. Nous négligerons donc dans cette étude la force magnétique de haute fréquence.

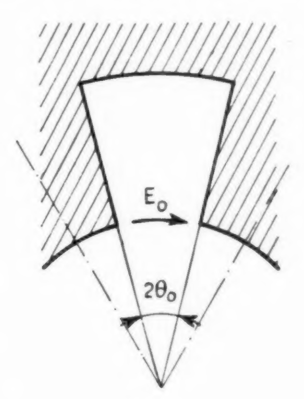


Fig. 17.

Les équations du mouvement d'un électron dans le magnétron ont déjà été écrites dans la première partie [équat. (5) à (8)]. Nous les écrirons à nouveau maintenant sous leur forme la plus générale,

[1] Ces formules sont empruntées au livre *Microwave magnetrons*, de G. B. Collins, p. 74.

c'est-à-dire avec les termes de haute fréquence

$$(3)\qquad r'' - r\theta'(\theta' - \omega_H) = \alpha E + \alpha E_r\, e^{i(\omega t - n\theta)},$$

$$(4)\qquad r\theta'' + r'(2\theta' - \omega_H) = \alpha E_\theta\, e^{i(\omega t - n\theta)}.$$

Nous savons que, sur l'anneau, l'équation de l'équilibre du mouvement de l'électron s'écrit

$$(5)\qquad -r_1\theta'_1(\theta'_1 - \omega_H) = \alpha E_1.$$

En effet, cette équation est obtenue à partir de l'équation (3) dans laquelle $r'' = 0$.

E_r est évidemment nul, puisque l'équation (5) est relative au problème statique, dans lequel accélération et vitesse initiales sont nulles; r'' et r' sont alors nulles en même temps.

D'après l'hypothèse de base, on a

$$E_1 = \frac{-V_a}{r_1 \operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_1}} \neq \frac{-V_a}{r_c \operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}}$$

lorsque l'électron s'écarte de la distance ξ de l'anneau, le champ électrostatique varie lui aussi et s'écrit, compte tenu des équations (2),

$$(6)\qquad E = E_1\left[1 + \left(\frac{1}{\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}} - 1\right)\frac{\xi}{r_c}\, e^{-in\theta}\right].$$

Écrivons les équations (3) et (4), compte tenu des équations (2), (5) et (6); on obtient, après élimination des termes continus,

$$(7)\qquad \xi'' - 2in\theta'_1\xi' - \xi\left[n^2\theta_1'^2 + \theta'_1(\theta'_1 - \omega_H) + \frac{\alpha E_1}{r_c}\left(\frac{-1}{\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_1}} - 1\right)\right] - r_c\psi'(2\theta'_1 - \omega_H) = \alpha E_r e^{i\omega t},$$

$$(8)\qquad r_c(\psi'' - in\psi'\theta'_1) + (2\theta'_1 - \omega_H)(\xi' - in\theta'_1\xi) = \alpha E_\theta e^{i\omega t}.$$

L'équation (8) s'intègre immédiatement en multipliant les deux membres par $e^{-in\theta'_1 t}$.

On obtient

$$(9)\qquad r_c\psi' + (2\theta'_1 - \omega_H)\,\xi = i\,\frac{\alpha E_\theta e^{i\omega t}}{n\theta'_1 - \omega}.$$

L'équation (7) s'écrit alors, compte tenu de (9),

$$(10)\qquad \xi'' - 2in\theta'_1\xi' - \xi\left[n^2\theta_1'^2 - \theta'_1(\theta'_1 - \omega_H) + \frac{\alpha E_1}{r_c}\left(\frac{1}{\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}} - 1\right) - (2\theta'_1 - \omega_H)^2\right] = \left[\alpha E_r + i\,\frac{2\theta'_1 - \omega_H}{n\theta'_1 - \omega}\,\alpha E_\theta\right] e^{i\omega t}.$$

Cherchons pour ξ une solution de la forme $Ae^{i\omega t}$. Le calcul montre que l'on obtient l'expression de ξ à partir de laquelle nous allons calculer les fréquences de résonance

$$(11)\qquad \xi = \frac{-1}{(n\theta'_1 - \omega)^2 - \omega_H^2 + \dfrac{\alpha E_1}{r_c}\left(2 + \dfrac{1}{\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}}\right)} \times \left[\alpha E_r + i\,\frac{2\theta'_1 - \omega_H}{n\theta'_1 - \omega}\,\alpha E_\theta\right].$$

Nous voyons que ceci a lieu lorsque les dénominateurs de l'expression de ξ s'annulent; on a

$$(n\theta'_1 - \omega)^2 - \omega_H^2 + \frac{\alpha E_1}{r_c}\left(2 + \frac{1}{\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}}\right) = 0,$$

qui s'écrit

$$(n\theta'_1 - \omega) = \pm\,\omega_H\left[1 - \frac{\alpha E_1}{\omega_H^2 r_c}\left(1 + \frac{1}{2\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}}\right)\right]$$

et

$$\theta'_1 - \frac{\omega}{n} = 0.$$

Nous obtiendrons donc trois expressions donnant les vitesses angulaires des électrons θ'_1 pour lesquelles les phénomènes de résonance sont possibles. Ces conditions sont

$$(12)\qquad \theta'_1 - \frac{\omega}{n} = -\frac{\omega_H}{n}\left[1 - \frac{\alpha E_1}{\omega_H^2 r_c}\left(1 + \frac{1}{2\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}}\right)\right],$$

$$(13)\qquad \theta'_1 - \frac{\omega}{n} = +\frac{\omega_H}{n}\left[1 - \frac{\alpha E_1}{\omega_H^2 r_c}\left(1 + \frac{1}{2\operatorname{Log}\dfrac{r_a}{r_c}}\right)\right],$$

$$(14)\qquad \theta'_1 - \frac{\omega}{n} = 0;$$

$\frac{\omega}{n}$ représente la vitesse de rotation, c'est-à-dire la vitesse de phase de l'onde à l'intérieur de la lampe.

Dans l'expression (12),

$$\theta'_1 - \frac{\omega}{n} < 0.$$

La vitesse angulaire des électrons est inférieure à celle de l'onde, ils sont donc en retard de phase par rapport aux composantes des champs électriques.

Au contraire, dans l'expression (13) où

$$\theta'_1 - \frac{\omega}{n} > 0$$

les électrons tournent plus vite que l'onde; ce sont les composantes des champs qui sont en retard de phase sur les électrons.

Dans l'expression (14), ondes et électrons restent rigoureusement en phase.

Comme nous l'avons dit, ces valeurs de θ'_1, sont les valeurs des vitesses angulaires que doivent avoir les électrons pour qu'ils puissent entrer en résonance avec l'onde incidente.

Considérons maintenant quelle est la vitesse angulaire des électrons dans l'anneau. Leur équation d'équilibre est ici l'équation (5) qui fournit pour θ'_1 les deux solutions

$$(15) \qquad \theta'_1 = \theta'_a = \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_1} \# \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c},$$

$$(16) \qquad \theta'_1 = \theta'_b = \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_1} \# \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}.$$

Éliminons θ'_1 entre les équations (12), (13) et (14) et les équations (15) et (16).

La valeur de θ'_1 donnée pour l'équation (15) portée dans les équations (12), (13) et (14) ne fournit qu'une seule solution physiquement possible, solution (17) tirée de l'équation (12).

L'équation (16) fournit trois solutions; une solution physiquement possible avec chacune des équations (12), (13) et (14).

Les solutions obtenues sont alors les suivantes, en rappelant que $-\alpha$ est positif :

$$(17) \quad \omega = \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\left[1 + \frac{1}{2 \operatorname{Log} \frac{r_a}{r_c}} - n\right],$$

$$(18) \quad \omega = (n+1)\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\left[1 + \frac{1}{2 \operatorname{Log} \frac{r_a}{r_c}} + n\right],$$

$$(19) \quad \omega = (n-1)\omega_H + \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\left[1 + \frac{1}{2 \operatorname{Log} \frac{r_a}{r_c}} - n\right],$$

avec $n \geq 2$,

$$(20) \quad \omega = n\,\omega_H - \frac{n \alpha E_1}{\omega_H r_c}.$$

Les fréquences de résonance données par les formules (17) et (18) sont donc relatives à des électrons en retard de phase sur l'onde $\theta'_1 - \frac{\omega}{n} < 0$.

Les fréquences définies par les équations (19) et (20) correspondent respectivement à des électrons en avance et en phase avec l'onde.

Nous remarquons que la formule (17) est différente des trois autres; en effet, dans cette formule, seul le terme indépendant de V_a est aussi indépendant du mode n; cela tient à ce que c'est la seule formule qui ait été obtenue à partir de l'équation (15). $\theta'_1 = \theta'_a$ peut devenir aussi petite que l'on veut si E_1 tend vers zéro; $\frac{\omega}{n}$ ayant une valeur constante, l'élimination de θ' entre l'équation (15) et les équations (12), (13) et (14) ne peut donner que des solutions pour lesquelles les électrons tournent moins vite que l'onde.

Si nous faisons dans la formule (17), $n = 0$, on trouve l'expression donnée dans la première partie pour la fréquence de résonance du magnétron coaxial (I.78).

Rappelons cette expression

$$(21) \qquad \omega_R = \omega_H - \frac{1}{2 \operatorname{Log} \frac{r_a}{r_c}}\left[1 + \frac{1}{2 \operatorname{Log} \frac{r_a}{r_c}}\right].$$

En effet, le mode $n = 0$ est bien celui d'une propagation de l'onde dans un coaxial; $n = 0$ entraîne $N = 0$, c'est-à-dire pas de cavités. Reprenons cependant la vitesse de rotation $\frac{\omega}{n}$, de l'onde dans un magnétron multicavités; pour le magnétron coaxial, elle devient infinie, ce qui signifie que l'onde est de révolution et qu'à un instant donné dans un plan de section droite, le champ électrique conserve partout la même phase. Il est bien évident que les électrons gardant une vitesse finie, l'on a donc

$$\theta'_1 - \frac{\omega}{n} < 0.$$

Ainsi, seules parmi les solutions du magnétron multicavités, celles obtenues à partir de l'équation (12) permettront de retrouver, en faisant $n = 0$, les formules relatives au magnétron coaxial. En effet, on retrouve l'équation (21) en faisant $n = 0$ dans (18); mais (19) et (20) donnent alors des solutions sans signification physique.

Reprenons les équations (17) et (21). L'analogie entre ces deux équations est tout à fait remarquable et est la conséquence d'une analogie des phénomènes. Les résonances exprimées par les formules (18), (19) et (20) correspondent à des phénomènes physiquement différents des précédents.

En effet, seule des quatre équations (17) à (20) l'équation (17) a été obtenue à partir de la valeur θ'_a donnée par l'équation (15), comme d'ailleurs l'équation (21).

Or, le calcul montre que pour les tensions anodiques de l'ordre de 100 V, $\theta'_a = 2.10^8$. La valeur θ'_a croît avec la tension anodique et est donnée par l'équation des forces vives. A l'état statique, les électrons tournent dans l'anneau à la vitesse θ'_a définie par l'équation (15). Ces électrons sont alors en équilibre sous l'action de la force électrique et de la force magnétique; la force centrifuge est petite devant chacune de ces forces. Dans ces mêmes

conditions, il n'existe aucun électron tournant dans l'anneau à la vitesse θ'_b définie par l'équation (16); en effet $\theta'_b \neq \omega_H = 2.10^{10}$. Cette vitesse de rotation est 100 fois plus grande que celle définie par l'équation (15), et il n'y a pas possibilité pour les électrons d'acquérir sous la seule action du champ électrostatique une énergie cinétique suffisante pour être animés d'une telle vitesse de rotation. D'autre part, lorsque la tension anodique diminue, cette vitesse de rotation tend vers une valeur limite qui est ω_H lorsque la tension anodique est nulle.

En signalant qu'il n'existe pas de tels électrons, nous voulons indiquer que les électrons de l'anneau tournent sous l'action des forces électrostatiques à la vitesse θ'_a, mais qu'il y a possibilité pour des électrons accélérés par une cause extérieure de tourner eux aussi, tout en restant en équilibre sur l'anneau, à la vitesse θ'_b et d'entrer alors en résonance avec l'onde de pulsation ω conformément aux formules (18), (19) et (20).

Nous avons indiqué que les électrons devaient être accélérés par un moyen quelconque; par exemple par un champ électrique parallèle à leur vecteur vitesse, c'est-à-dire tangent à leur trajectoire. Un tel champ électrique existe à l'embouchure des cavités du magnétron. En effet, dans le magnétron multicavités, le champ électrique de haute fréquence a une composante tangentielle et une composante radiale; la composante radiale n'agit pas sur la vitesse angulaire des électrons; par contre, le champ électrique tangentiel est capable d'augmenter considérablement leur vitesse de rotation, de façon que θ'_1 devienne égal à θ'_b. Par suite de l'augmentation de la vitesse tangentielle des électrons la force centrifuge qui varie comme θ'^2_1 a augmenté beaucoup plus que la force magnétique qui varie seulement comme θ'_1. Il en résulte que c'est entre la force centrifuge et la force magnétique que l'équilibre sur l'anneau est alors réalisé, chacune de ces forces étant maintenant beaucoup plus grande que la force électrique. Nous faisons l'hypothèse que la structure et les dimensions de l'anneau ne sont pas différentes à la fin de l'accroissement de vitesse des électrons de ce qu'elles étaient avant l'introduction d'un champ électrique de haute fréquence. Nous ne nous intéresserons pas au phénomène transitoire durant lequel la vitesse angulaire passe de la valeur θ'_a à θ'_b.

Nous admettons donc que E_1 et r_1 restent constants, et que c'est dans ces conditions qu'ont lieu les phénomènes de résonance dont les fréquences sont définies par les équations (18), (19) et (20).

D'après ce qui précède, si dans un magnétron coaxial, il n'y a qu'une seule fréquence de résonance, c'est donc parce que le champ électrique est uniquement radial et que les électrons ne peuvent tourner qu'à la vitesse θ'_a.

Dans le magnétron à cavités, une fréquence de résonance due principalement à la composante radiale a lieu pour les électrons tournant à la vitesse θ'_b. Trois autres fréquences de résonance dues principalement à la composante tangentielle E_0 ont lieu pour des électrons tournant à la vitesse θ'_b, électrons accélérés justement par cette composante tangentielle.

Nous appellerons le phénomène de résonance de la charge spatiale du magnétron coaxial « résonance radiale fondamentale ». Les termes ω_H et $1 + \dfrac{1}{2 \operatorname{Log} \dfrac{r_a}{r_c}}$ étant des termes « radiaux ».

Nous appellerons « terme tangentiel » les termes contenant n.

Considérons à nouveau l'expression (17) que nous écrirons

$$\omega = \omega_1 = \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\left[1 + \frac{1}{2 \operatorname{Log} \dfrac{r_a}{r_c}}\right] + n\,\frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}.$$

Lorsque la tension anodique devient nulle, la fréquence de résonance tend vers la valeur limite $f = \dfrac{\omega_H}{2\pi}$, terme uniquement radial. L'expression de ω contient cependant un terme tangentiel qui n'apparaît qu'avec la tension anodique. Ceci tient au fait que le champ électrique de haute fréquence tangentiel est nul sur la cathode [équat.(1)]. Lorsque la tension anodique croît, les électrons en s'éloignant de la cathode traversent des zones où la composante E_0 n'est plus nulle, d'où apparition du « terme tangentiel » avec la tension.

Comme nous l'avons signalé, θ'_a est ici beaucoup plus petite que ω_H ou $\dfrac{\omega}{n}$, environ 100 fois plus petite. Les électrons tournent donc beaucoup moins vite que l'onde et ils resteront devant une cavité, par exemple, suffisamment longtemps pour voir le champ électrique changer plusieurs fois de phase.

L'anneau d'électrons aura la forme représentée sur la figure 18,

$$f = \frac{\omega}{2\pi}$$

est la fréquence du mouvement sinusoïdal de l'électron autour de l'anneau statique. Calculons le nombre de bosses que présente l'anneau. L'onde tourne à la vitesse $\dfrac{2\pi}{n}$, et la structure du champ électromagnétique se retrouve identiquement la même

chaque fois que l'onde a tourné d'un angle $\frac{2\pi}{\omega}$, c'est-à-dire au bout d'un temps $T_0 = \frac{2\pi}{n}$.

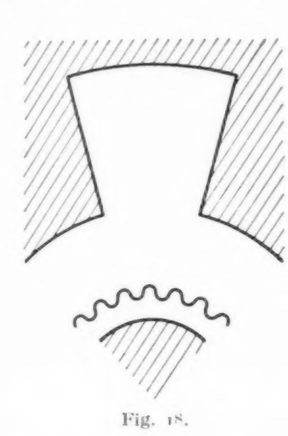


Fig. 18.

L'électron pour tourner d'un angle $\frac{2\pi}{\omega}$ met un temps

$$T_1 = \frac{2\pi}{n\theta'_1}.$$

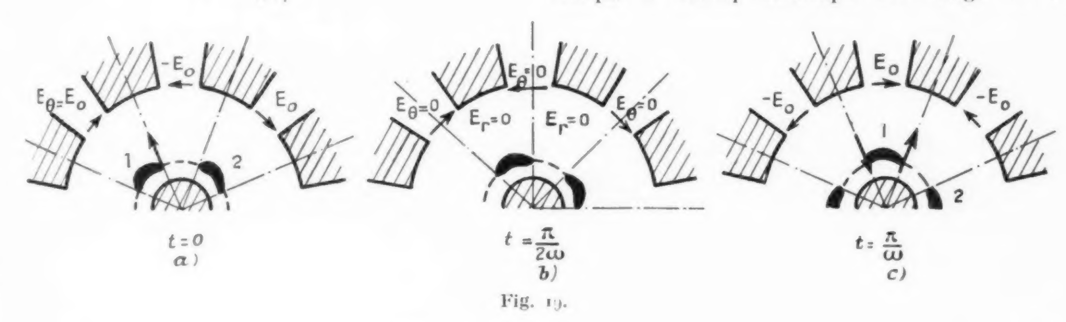


Fig. 19.

Le nombre de bosses et de creux de l'anneau est alors

$$\mathcal{N} = n\frac{T_1}{T_0} = \frac{\omega}{\theta'_1}.$$

Nous voyons que le nombre $\mathcal{N}$ augmente lorsque la vitesse angulaire diminue, c'est-à-dire lorsque la tension anodique diminue. En effet, les électrons restent plus longtemps dans la même zone, tournant moins vite.

Le fait que $\mathcal{N}$ peut ne pas être un nombre entier, lorsque la tension anodique augmente, tient au fait que ondes et électrons sont déphasés l'un par rapport à l'autre. Lorsque l'anneau avec ses $\mathcal{N}$ bosses et creux a tourné d'un angle égal à 2π, la phase du champ électromagnétique a tourné pendant ce temps d'un certain angle. Ce n'est que lorsque cet angle est un multiple exact de 2π que $\mathcal{N}$ est un nombre entier.

Dans un magnétron coaxial, les électrons décrivent des trajectoires sinusoïdales analogues, mais l'anneau dans son ensemble garde sa forme cylindrique sans présenter d'ondulations; en effet, le champ électrique gardant à chaque instant la même phase dans tout le plan de section droite, l'anneau se dilate et se rétrécit à la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$ déterminée par l'équation (21).

Nous voyons sur les formules (17) et (21) que lorsque la tension anodique augmente, la fréquence de résonance radiale diminue. Cela tient au fait qu'en s'éloignant de la cathode, l'électron allant plus vite, parcourt dans le même temps $T = \frac{2\pi}{\omega}$ une distance plus grande; la période de son oscillation de haute fréquence autour de l'anneau va donc croître, sa fréquence diminuer.

Étudions maintenant les trois formules (18), (19) et (20). Les phénomènes de résonance ainsi déterminés n'existent que si les électrons sont accélérés par le champ électrique tangentiel. Au début, lorsque le champ électrique est dirigé en sens inverse du mouvement des électrons, ceux-ci sont d'abord freinés, mais leur vitesse devenant faible par rapport à la vitesse de phase $\frac{\omega}{n}$ de l'onde, ils ne se sont que très peu déplacés lorsque le champ électrique redevient pour eux accélérateur. Il se produit alors dans l'espace interélectrodes un phénomène de modulation de vitesse qui vient se superposer à l'action du champ électrique radial.

Considérons pour commencer la dernière formule (20). Les électrons sont rigoureusement en phase avec l'onde, puisqu'ils tournent à la même vitesse. Ici, ceux qui sont accélérés restent « accrochés » au champ électrique tangentiel, et les électrons se trouvent groupés en petits paquets traversant les zones du champ radial lorsque celui-ci est nul. La figure 19 montre, lorsque le mode d'oscillation

des cavités est le mode π, le déplacement des paquets d'électrons durant une demi-période d'oscillation de l'onde.

Le nombre de bosses de l'anneau est ici

$$\mathcal{N} = \frac{\omega}{\frac{\omega}{n}} = n.$$

Dans le cas du mode π, où $n = \frac{N}{2}$,

$$\mathcal{N} = \frac{N}{2}.$$

La figure 20 représente d'une façon très schématique comment l'anneau d'électrons en régime

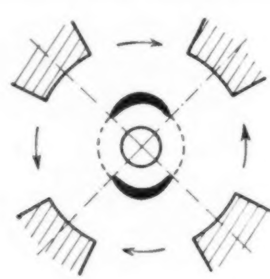


Fig. 20.

statique se modifie sous l'action du champ de haute fréquence.

Une des conclusions importantes de l'étude de cette résonance est que le champ électrique radial n'a aucune influence sur la valeur de la fréquence de résonance de la charge d'espace.

En examinant la formule (11), nous constatons, en effet, que la fréquence de résonance définie par $\theta' - \frac{\omega}{n} = 0$ est uniquement relative à la composante E_θ. C'est pour cette raison que nous appellerons ce phénomène « la résonance tangentielle fondamentale » et nous appellerons ω_T la pulsation correspondante.

Les trois autres phénomènes de résonance, caractérisés par l'équation

$$(n\theta'_1 - \omega)^2 - \omega_H^2 + \frac{\alpha E_1}{r_1}\left(2 + \frac{1}{\operatorname{Log}\frac{r_a}{r_1}}\right) = 0$$

sont relatifs, toujours d'après l'équation (11), à la fois au champ radial et au champ tangentiel. Nous avons déjà constaté ce fait dans l'étude de la résonance définie par la formule (17). Nous allons montrer qu'il en est encore ainsi pour les phénomènes de résonance définis par les équations (18) et (19).

Écrivons ces deux formules de façon à mettre en évidence les « termes radiaux » et les « termes tangentiels »

$$(18)\quad \omega = \omega_2 = \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\left(1 + \frac{1}{2\operatorname{Log}\frac{r_a}{r_c}}\right) + n\left(\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\right),$$

$$(19)\quad \omega = \omega_3 = -\left[\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\left(1 + \frac{1}{2\operatorname{Log}\frac{r_a}{r_c}}\right)\right] + n\left(\omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\right).$$

Dans la formule (18), on considère les électrons qui tournent moins vite que l'onde, les deux vitesses de rotation restant cependant voisines. De ce fait, la fréquence de résonance de la charge d'espace est légèrement plus grande que dans le cas précédent $\left(\theta'_1 - \frac{\omega}{n} = 0\right)$, ainsi que le nombre $\mathcal{N}$ de bosses de l'anneau.

On trouve

$$\mathcal{N} = n + 1 - \frac{\alpha E_1}{2\omega_H^2 r_c\left(\operatorname{Log}\frac{r_a}{r_c}\right)}.$$

Le nombre $\mathcal{N}$ diminue lorsque la tension inter-électrodes augmente. Il en est de même de la différence $\theta'_1 - \frac{\omega}{n}$. La formule (18) qui donne pour une tension nulle une fréquence de résonance inférieure à la fréquence tangentielle fondamentale montre que la

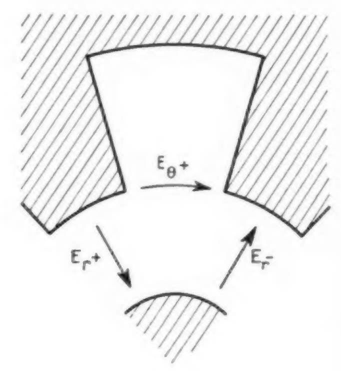


Fig. 21.

contribution du terme radial lorsque la tension V_a augmente fait tendre ω_2 vers ω_T.

Les électrons qui ont été accélérés par le champ tangentiel arrivent dans la zone du champ radial lorsque celui-ci s'étant annulé a changé de sens et est dirigé vers la cathode (*fig.* 21).

C'est l'inverse qui se produit lorsque les électrons sont en avance de phase sur l'onde [cas de la formule (19)]. Ils arrivent dans la zone du champ radial lorsque celui-ci est encore dirigé vers l'anode. Le nombre $\mathfrak{N}$ est ici

$$\mathfrak{N} = n - 1 + \frac{\alpha E_1}{2\omega_H^2 r_c \left(\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}\right)}.$$

La formule (19) montre que la fréquence de résonance est inférieure à la fréquence tangentielle fondamentale. La contribution du « terme radial » lorsque la tension interélectrodes augmente, est inverse du cas précédent et fait encore tendre ω_3 vers ω_T.

Le tableau suivant résume les résultats de l'étude des fréquences de résonance.

Nous appellerons

$$A = \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c}\left[1 + \frac{1}{2\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}}\right],$$

$$B = \omega_H - \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c},$$

$$B' = \frac{\alpha E_1}{\omega_H r_c},$$

$$C = \frac{\alpha E_1}{2\left[\omega_H^2 r_c\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}\right]}.$$

Magnétron.	ω.	Termes radiaux.		Termes tangentiels	θ'_1.	$\theta'_1 - \frac{\omega}{n}$.	$\mathfrak{N}$.
Coaxial . .	ω_R	1			θ'_a	< 0	$\frac{\omega}{\theta'_a}$
Multi-cavités. . .	ω_1	A	$+$	nB'	–	–	–
	ω_2	A	$+$	nB	θ'_b	–	$n+1-C$
	ω_3	$-A$	$+$	nB	–	> 0	$n-1+C$
	ω_T			nB	–	$= 0$	n

Les formules (17) à (20), donnent en fonction du champ magnétique et de la tension anodique, la fréquence de l'onde incidente pour laquelle la charge d'espace peut entrer en résonance.

On peut résoudre les formules (17) et (20), en fonction de ω_H. On obtient alors les formules (22) à (25) :

$$(22)\qquad \omega_H = \omega_1 + \frac{\alpha E_1}{\omega_1 r_c}\left[1 + \frac{1}{2\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}} - n\right],$$

$$(23)\qquad \omega_H = \frac{\omega_2}{n+1} + \frac{\alpha E_1}{\omega_2 r_c}\left[1 + \frac{1}{2\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}} + n\right],$$

$$(24)\qquad \omega_H = \frac{\omega_3}{n-1} - \frac{\alpha E_1}{\omega_3 r_c}\left[1 + \frac{1}{2\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}} - n\right],$$

$$(25)\qquad \omega_H = \frac{\omega_T}{n} + n\,\frac{\alpha E_1}{\omega_T r_c}.$$

c. **Valeur réelle du champ électrique sur l'anneau d'électrons.**

D'après l'hypothèse de base, nous avons assimilé le champ électrostatique sur l'anneau au champ existant dans un condensateur cylindrique dont les électrodes seraient l'anode du magnétron et l'anneau électronique. Le champ d'un condensateur cylindrique ayant une électrode au potentiel zéro et l'autre au potentiel V_a est

$$E_1 = \frac{-V_a}{r_1\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_1}} \# \frac{-V_a}{r_c\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}},$$

puisque dans les cas usuels $r_1 \# r_c$.

En réalité, l'anneau de grande densité électronique crée un champ électrique tendant à écarter de lui les électrons circulant dans son voisinage. Nous avons vu à la fin de la première partie de cette étude, que c'était la raison pour laquelle existait dans le magnétron un faisceau d'électrons du type « D », n'ayant pas encore atteint l'anneau, mais retournant déjà vers la cathode. De même, les électrons qui se dirigent vers l'anode, ayant quitté l'anneau vont être repoussés par celui-ci. Le champ électrique sur cet anneau d'électrons va donc être en réalité plus grand que celui qui existerait si l'anneau était une électrode de charge nulle. Ainsi la valeur du champ électrique existant en cet endroit est donc sensiblement supérieure à la valeur du champ du condensateur cylindrique. On a donc

$$|E_1| > \frac{V_a}{r_c\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}}, \qquad \text{c'est-à-dire} \qquad |E_1| = \frac{kV_a}{r_c\,\text{Log}\,\frac{r_a}{r_c}},$$

k étant un coefficient supérieur à 1 que nous déterminerons par le calcul et par l'expérience.

Les formules (17) à (20) montrent que pour des faibles valeurs de la tension interélectrodes, la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$ varie linéairement avec la tension anodique V_a. D'après ce que nous venons de signaler la pente des droites relevée expérimentalement doit donc être supérieure à celle calculée à partir de la formule du condensateur cylindrique. Il en est de même pour les formules (22) à (25) qui se déduisent des formules précédentes et qui donnent

une variation linéaire du champ magnétique de résonance en fonction de la tension anodique.

D'autre part, les magnétrons que nous utilisons étant des magnétrons à cavités, l'anode ne se présente pas sous la forme d'un cylindre, mais plutôt d'arcs de cylindre séparés les uns des autres. Le calcul montrerait que le champ électrique en face des parties pleines de l'anode est légèrement supérieur à celui du condensateur cylindrique correspondant. Il en résulte donc dans le cas d'un magnétron à cavités une augmentation du coefficient k, calculé pour un magnétron coaxial.

Nous donnerons au chapitre II les valeurs de k obtenues expérimentalement, mais nous allons tout d'abord calculer la valeur de ce coefficient dans le cas d'un magnétron dont les diamètres de l'anode et de la cathode sont respectivement de 16 et de 8 mm.

Dans un tel magnétron, le champ E_1 donné par la formule (62) de la première partie est égal à 0,07 u.e.s.C.G.S. pour une tension interélectrodes de 200 V; on a alors $i_{rc} = 12$ mA. Cette valeur du champ électrostatique est plus faible que la valeur réelle du champ sur le bord extérieur de l'anneau, car elle ne tient compte que d'une partie seulement des électrons de l'anneau. Nous avons en effet, considéré également les électrons circulant perpendiculairement au rayon vecteur et dont nous avons étudié le mouvement au chapitre III de l'étude statique intitulé « trajectoires tangentielles ». Nous devons tout d'abord déterminer l'épaisseur de l'anneau d'électrons; nous la prendrons égale à la valeur moyenne de la différence $r_2 - r_1$, le rayon r_2 étant alors défini par l'équation

$$\int_{r_1}^{r_2} \rho \, dr = \frac{1}{2} \int_{r_c}^{r_a} \rho \, dr.$$

En tenant compte de l'équation (72) de la première partie et en posant $x_1 = r_1 - r_c$ et $x_2 = r_2 - r_c$, on trouve

$$x_2 = \frac{1}{2}\sqrt{6 r_c x_1} = 2,5.10^{-2} \text{ cm},$$

d'où

$$r_2 = x_2 + r_c = 0,425 \text{ cm}.$$

La formule (66) de la première partie s'écrit alors

$$r_2 \alpha E_2 = r_1 \alpha E_1 + \frac{2 k_1}{\omega_H}\left[r_2 - r_1 + \frac{r_c}{2} L \frac{r_2 - r_c}{r_1 - r_c} \right].$$

D'où pour la valeur de E_2 :

$$E_2 \simeq E_1 + \frac{8 \pi i_0}{2 \omega_H} L \frac{r_2 - r_c}{r_1 - r_c} = E_1 + \frac{4 \pi i_0}{\omega_H} L \frac{x_2}{x_1}.$$

D'autre part, nous avons vu que l'on a

$$i_0 = \frac{2 \pi i_{rc} r_c}{\varepsilon} = \frac{2 \pi i_{rc} r_c}{x_2}.$$

On trouve donc

$$E_2 = E_1 + \frac{8 \pi^2 i_{rc} r_c}{x_2 \omega_H} L \frac{x_2}{x_1}.$$

D'où

$$|E_2| = 7,5 \text{ u. e. s.};$$

or, le champ du condensateur cylindrique équivalent est

$$|E| = \frac{V_a}{r_1 \,\mathrm{Log} \dfrac{r_a}{r_1}} \simeq \frac{V_a}{r_c \,\mathrm{Log} \dfrac{r_a}{r_c}} = 2,4 \text{ u. e. s.}$$

Nous voyons que la valeur du champ E_2 calculée sur le bord extérieur de l'anneau est sensiblement trois fois plus grande que la valeur du champ électrostatique d'un condensateur cylindrique de même dimension. Le coefficient k précédemment défini est donc alors égal à 3. Nous verrons qu'expérimentalement on trouve également pour le coefficient k des valeurs voisines de 3.

CHAPITRE II.

MESURE DES FRÉQUENCES DE RÉSONANCE.

Nous avons établi dans le chapitre précédent, les lois de variation des fréquences d'oscillation propre de la charge d'espace, en fonction, pour un magnétron déterminé, du champ magnétique continu, de la tension interélectrodes et du mode d'oscillation des cavités; ces lois de variations sont déterminées par les formules (17) à (20) de la deuxième partie de cette étude. Nous avons montré que ces fréquences d'oscillation sont les fréquences des mouvements oscillatoires que décrivent les électrons, lorsqu'ils sont écartés de leur position d'équilibre sur l'anneau. Nous avons ensuite expliqué que le procédé que nous avons utilisé pour modifier la trajectoire des électrons en régime continu, a consisté à faire pénétrer dans le tube, une onde électromagnétique de fréquence connue et à observer les phénomènes de résonance qui prennent naissance lorsque la fréquence d'oscillation de la charge d'espace et la fréquence de l'onde incidente sont égales.

Notre but est donc maintenant de décrire les méthodes d'observation de ces phénomènes de résonance.

a. Mise en évidence des phénomènes de résonance.

Lorsque ces phénomènes prennent naissance, il se produit à l'intérieur du magnétron, dans l'espace interélectrodes, une perturbation de l'état électronique, due à l'action du champ électromagnétique incident.

Nous avons vu dans la première partie de cette étude, que les électrons de l'anneau s'éloignaient de celui-ci, suivant un mouvement variant exponentiellement avec le temps. D'autre part, dans la deuxième partie, nous avons étudié l'action des composantes du champ électrique de haute fréquence sur les électrons. Les effets de ces composantes sont tels que les électrons sont successivement freinés et accélérés. Les électrons freinés se rapprochent alors de l'anode, les électrons accélérés, au contraire, s'en éloignent, comme il résulte de la diminution ou de l'augmentation de la force magnétique. Dans les cas considérés où la tension anodique est faible, c'est-à-dire lorsque l'anneau est près de la cathode, les électrons freinés se rapprochent de l'anode sans toutefois l'atteindre du fait de leur éloignement; les électrons accélérés appartiennent au flot d'électrons qui s'éloignent en direction de l'anode, la force evH augmentant, ces électrons auront tendance à revenir en direction de la cathode. L'action totale du champ électromagnétique se traduit alors par une diminution du courant anodique du magnétron.

Notre procédé d'observation des phénomènes de résonance de la charge d'espace va donc consister à rechercher les variations du débit anodique du magnétron, lorsque varie la fréquence de l'onde incidente, produite par un générateur d'onde auxiliaire; la fréquence d'oscillation propre de la charge d'espace sera égale à la fréquence de l'onde incidente pour laquelle la variation du débit anodique de la lampe sera maxima.

b. Description du montage servant aux expériences.

Pour étudier ces phénomènes de résonance, nous allons donc observer les variations du débit anodique, c'est-à-dire les variations de la tension V_a recueillie aux bornes d'une résistance R placée dans le circuit continu du magnétron. Le montage utilisé est celui représenté sur la figure 22.

Le générateur d'onde est constitué par un klystron reflex produisant une onde d'environ 9,5 cm de longueur d'onde.

Une tension de modulation (signaux carrés à 1000 périodes par exemple) est appliquée à une des électrodes du tube émetteur, afin d'obtenir une onde modulée totalement en amplitude suivant la même loi. L'émetteur est relié au récepteur par une ligne

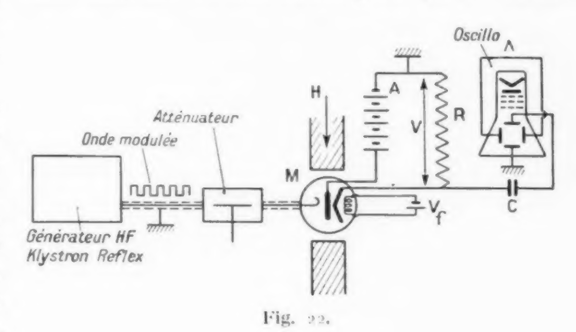


Fig. 22.

coaxiale couplée à une des cavités du magnétron par une boucle. Entre les deux tubes est intercalé dans la ligne coaxiale un atténuateur ayant pour but d'éviter les réactions du magnétron sur l'émetteur.

Le magnétron est placé dans un électroaimant produisant le champ magnétique H. L'anode constituée par le bloc de cuivre dans lequel sont creusées les cavités est à la masse du montage. La cathode est portée à un potentiel — V_a par rapport à l'anode, la tension interélectrodes continue étant fournie par l'alimentation A.

Dans le circuit anodique est intercalé une résistance R, reliée par l'intermédiaire d'une capacité c aux bornes d'un oscillographe cathodique. La

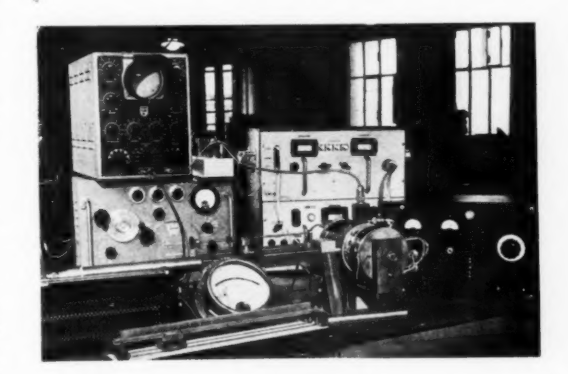


Fig. 23.

cathode est à chauffage indirect. La tension continue V_f du chauffage du filament est fournie par une alimentation auxiliaire. L'onde pénétrant dans le magnétron étant modulée en amplitude, il en

résulte que le courant anodique va être modulé lui aussi suivant la même loi. Il en sera également de même de la tension V aux bornes de la résistance R. On peut donc observer sur l'écran de l'oscillographe cathodique des signaux carrés dont l'amplitude dépend de l'action de l'onde électromagnétique sur le débit du magnétron. L'expérience consiste donc à déterminer la fréquence de l'onde incidente pour laquelle est maxima l'amplitude des signaux carrés observés. Il convient évidemment au cours de cette expérience de maintenir rigoureusement constant le niveau de sortie de l'émetteur. Ceci peut être effectué en couplant dans la ligne coaxiale un détecteur à cristal apériodique et en cherchant à maintenir son débit constant. La longueur d'onde de l'onde peut être aisément mesurée à chaque instant. La photographie de la figure 23, montre le montage et l'ensemble des appareils servant à effectuer les expériences dont nous allons donner les résultats.

Dans toutes ces expériences, la puissance de l'onde de haute fréquence émise par le klystron est de l'ordre de 1/100e de milliwatt. La résistance R a été prise égale à 2 000 Ω.

c. Variation de la fréquence de résonance en fonction de la tension anodique.

Dans les expériences que nous allons décrire nous avons considéré le cas d'un magnétron à quatre cavités sectorales de 40° d'angle d'ouverture. Le diamètre anodique était égal à 16 mm; trois magnétrons ont été utilisés dont le diamètre de la cathode était égal respectivement à 8, 11 et 13 mm. La photographie de la figure 24 représente le bloc anodique d'un tel magnétron.

On sait que dans un magnétron les différents modes n qui peuvent exister sont compris entre la valeur zéro et la valeur $\frac{N}{2}$ qui correspond au mode π pour lequel les champs à l'embouchure de deux cavités consécutives sont en opposition de phase.

Nous avons utilisé pour connaître la structure de l'onde électromagnétique à l'intérieur de l'espace interélectrodes une cathode métallique munie d'une petite sonde radiale reliée à un cristal détecteur. Le vide n'étant pas encore fait dans le magnétron et la cathode avec sa sonde ayant la possibilité de tourner, il est ainsi possible de mesurer en fonction de l'angle θ l'amplitude du champ électrique radial de haute fréquence. On lit sur un microampèremètre le courant débité par le cristal détecteur. Pour effectuer cette mesure, on laisse le magnétron encore couplé à l'émetteur par sa ligne coaxiale suivant le montage de la figure 18. Pour une longueur d'onde déterminée, on mesure le débit du cristal détecteur placé à l'intérieur de la cathode métallique lorsque



Fig. 24.

l'on fait tourner celle-ci. On obtient ainsi la variation de l'amplitude de la composante radiale du champ électrique alternatif en fonction de l'angle θ. La courbe expérimentale de la figure 25 représente la structure du champ électrique dans l'espace interélectrodes d'un magnétron à quatre cavités. La courbe représentative de l'amplitude de ce champ présente quatre bosses en face des parties pleines de l'anode, à l'endroit où la composante radiale est maxima. En face des cavités, cette composante devient nulle. La boucle de couplage de la ligne

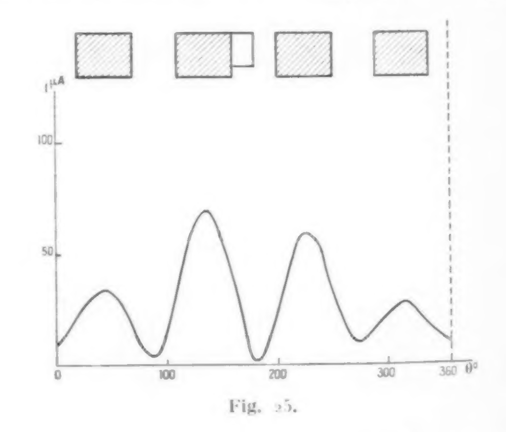
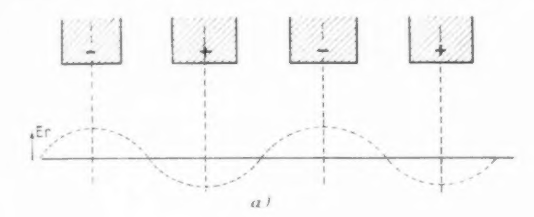


Fig. 25.

coaxiale à une cavité du magnétron introduit une légère dissymétrie dans la répartition du champ électrique. D'autre part, l'amplitude maxima du champ E_r décroît légèrement en fonction de l'anode θ; les amplitudes de ce champ étant plus grandes au voisinage de la cavité excitée. Les

figures 26 *a* et 26 *b* montrent la répartition théorique des champs de haute fréquence pour le même magnétron fonctionnant sur le mode π.

Étudions à nouveau les formules (17) à (20). Nous remarquons que dans le cas du magnétron à quatre cavités fonctionnant sur le mode π ($n = 2$) du fait que le facteur $n - 1 = 1$, les valeurs de résonance f_1 et f_3 tendent vers $\frac{\omega_H}{2\pi}$ lorsque V_a tend vers zéro. Lorsque la tension anodique augmente, les variations de ces deux fréquences sont symétriques par rapport à la valeur $\frac{\omega_H}{2\pi}$. On obtient la valeur de l'une de ces fréquences à partir de l'autre en changeant de signe le coefficient de V_a. Nous groupons donc avec un double signe, en une seule formule désignée par $f_{1.3}$, les deux équations permettant de calculer f_1 et f_3.



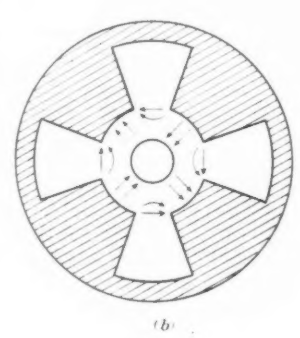


Fig. 26.

Dans ces conditions, les formules (17) à (20) vont s'écrire pour $H = 1125$ g et $r_c = 0,8$ cm :

$$f_{1,3} = 3\,150 \pm 0,035 . 10^6\, V_a, \qquad (26)$$

$$f_2 = 9\,450 - 0,475 . 10^6\, V_a, \qquad (27)$$

$$f_3 = 6\,300 - 0,252 . 10^6\, V_a, \qquad (28)$$

f et V étant respectivement exprimés en mégacycles par seconde et en volts.

Pour vérifier ces formules, nous plaçons le magnétron dans ses conditions normales de fonctionnement, et nous lui faisons recevoir une onde d'amplitude constante. Commençons par vérifier la formule (26) en choisissant comme fréquence de l'onde

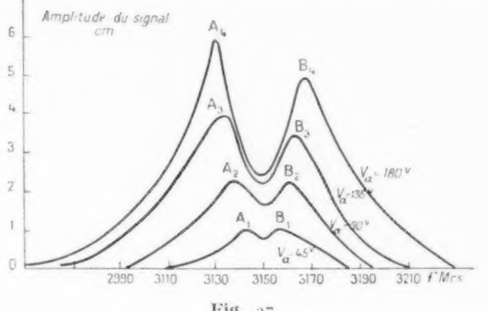


Fig. 27.

incidente 3150 Mc/s environ. Nous relevons alors en fonction de la fréquence de l'émetteur, l'amplitude du signal qui apparaît sur l'écran de l'oscillographe. La figure 27 représente la variation de l'amplitude de ce signal pour quatre valeurs différentes de la tension anodique. Ces courbes présentent deux bosses dont les maxima permettent de déterminer les fréquences de résonance f_1 et f_3 pour la valeur de la tension anodique considérée. Nous remarquons que les valeurs des abscisses des maxima (points A et B) restent bien symétriques par rapport à la valeur de la fréquence $\frac{\omega_H}{2\pi}$.

Les courbes de la figure 28 ont été obtenues en portant, en fonction de la tension anodique, les

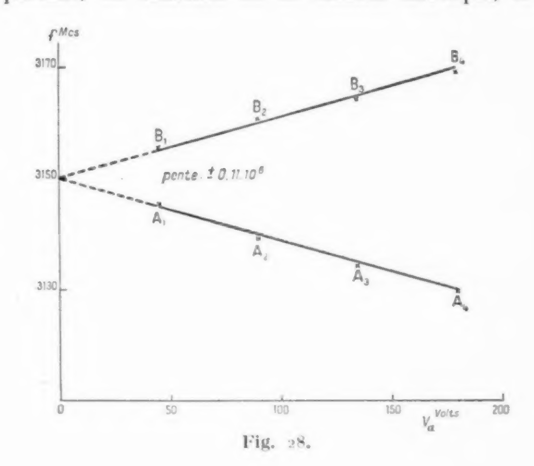


Fig. 28.

valeurs des fréquences de résonance correspondantes. Ces deux courbes, résultats de relevés expérimentaux vérifient la formule (26).

Comme nous l'avons expliqué à la fin du chapitre

précédent, les pentes des droites relevées expérimentalement sont supérieures à celles données par la théorie.

D'après la formule (26), le coefficient angulaire des droites est $\pm 0{,}035 \cdot 10^6$. Expérimentalement, on trouve $0{,}11 \cdot 10^6$. Le coefficient k défini précédemment est donc égal à 3,15.

La vérification expérimentale des formules (27) et (28) ne peut être effectuée de la même façon. En effet, si nous considérons les circuits anodiques du magnétron, nous constatons qu'ils ont une bande passante relativement étroite et que les fréquences f_2 et f_4 qui sont deux et trois fois plus grandes que la fréquence f_1 sont tout à fait en dehors de cette bande. Il n'y a donc pas de possibilité pour un magnétron dont les cavités et l'espace interélectrodes ont été accordés sur la fréquence f_1 de recevoir une onde de fréquence f_2 et f_4. Ainsi on ne peut pas pour un magnétron déterminé vérifier les quatre formules donnant les valeurs f_1, f_2, f_3, f_4.

d. Variation du champ magnétique de résonance en fonction de la tension anodique.

D'après ce que nous avons signalé, on ne peut pas effectuer les expériences permettant de vérifier directement les formules (17) à (20) ou (26) à (28). On a donc cherché à vérifier les formules (22) à (25) où la fréquence de l'onde incidente reste fixe. On modifie, au moyen du champ magnétique, la fréquence d'oscillation propre de la charge d'espace, jusqu'à obtenir le phénomène de résonance. Nous avons appelé champ magnétique de résonance, la valeur du champ ainsi trouvée. Cette méthode a l'inconvénient, pour obtenir la résonance, de modifier le circuit d'accord (ici l'espace interélectrodes du magnétron avec l'anneau d'électrons), cependant les variations ainsi apportées restent peu importantes. En effet, les variations Δx_1 de la distance x_1 de l'anneau à la cathode restent faibles devant x_1. C'est donc cette méthode que nous allons employer pour vérifier l'existence et la loi de variation en fonction de la tension anodique des quatre fréquences d'oscillation de la charge d'espace, trouvées précédemment.

Nous utiliserons trois magnétrons dont les blocs anodiques sont analogues à celui du magnétron déjà employé pour la précédente expérience, les diamètres des cathodes ayant respectivement 8, 11 et 13 mm.

L'appareillage et le montage utilisés sont identiques à ceux de l'expérience précédente, la seule différence réside dans la méthode d'obtention du phénomène. La fréquence de l'onde incidente reste fixe et l'on fait varier la valeur du champ magnétique en observant sur l'écran de l'oscillographe cathodique l'amplitude du signal proportionnelle à la valeur de la tension V. Étant donné les faibles variations du champ magnétique que l'on doit évaluer, un rhéostat de grande précision est nécessaire; on doit, en effet, pouvoir mesurer des variations du champ magnétique de l'ordre d'un demi-gauss.

Considérons à nouveau le coefficient k, rapport entre la pente des droites obtenues expérimentalement et celle des droites déterminée par les formules théoriques.

Les formules (22) à (25) montrent que lorsque $n=2$, pour des tensions nulles, les quatre valeurs du champ magnétique de résonance sont entre elles dans le rapport $1, \frac{1}{3}, 1$ et $\frac{1}{2}$. L'anneau d'électrons va donc se modifier statiquement lors de la variation du champ magnétique d'une valeur de résonance à une autre. L'anneau dans son ensemble va s'éloigner de la cathode lorsque le champ magnétique diminue, mais ici, même dans le cas du champ magnétique le plus faible, la distance x_1 considérée restera suffisamment petite devant le rayon de la cathode pour que l'on puisse encore assimiler $r_1 \operatorname{Log}\frac{r_a}{r_1}$ à $r_c \operatorname{Log}\frac{r_a}{r_c}$. D'autre part, le débit anodique du magnétron va croître; la densité de l'anneau diminue et son épaisseur augmente. Il en résulte que son action tendant à repousser les électrons va diminuer et que le champ électrique sur le bord extérieur de l'anneau sera plus voisin du champ du condensateur cylindrique pour une faible valeur du champ magnétique continu. Ainsi la pente des droites obtenues expérimentalement sera plus petite pour les faibles que pour les fortes valeurs du champ magnétique de résonance. Le coefficient k doit donc diminuer avec le champ magnétique.

Avant de donner les résultats obtenus par les expériences, il convient de rappeler que les théories précédemment exposées ne sont valables que si le mode n est unique. La coexistence de plusieurs modes se traduirait expérimentalement par des anomalies, notamment dans la valeur des pentes des droites.

Dans les expériences, nous avons cherché à obtenir pour mode d'oscillation des cavités du magnétron le mode π, ce qui est difficile pour des magnétrons à grosse cathode. Rappelons aussi que les résultats théoriques ne sont valables que si le champ électrostatique est radial et non perturbé dans tout l'espace interélectrodes. Or, il est évident

que cette condition n'est plus, elle aussi, tout à fait respectée lorsque le diamètre de la cathode devient voisin du diamètre anodique; c'est le cas, en particulier, du magnétron dans lequel anode et cathode ont respectivement pour diamètre 16 et 13 mm. Les résultats expérimentaux montrent, en effet, que pour ce magnétron, la valeur du coefficient k prend des valeurs sensiblement différentes pour les quatre champs de résonance, alors que dans le cas du magnétron à diamètre cathodique de 8 mm les valeurs de k trouvées sont plus faibles et voisines les unes des autres.

Toutes ces anomalies ne portent que sur les variations des champs de résonance en fonction de la tension; en effet, on trouve toujours comme on va pouvoir le vérifier, que les valeurs des champs de résonance lorsque la tension anodique tend vers zéro sont celles prédites par la théorie, à savoir

$$\omega, \quad \frac{\omega}{3}, \quad \frac{\omega}{2},$$

dans le cas du magnétron qui nous intéresse.

Considérons donc tout d'abord le magnétron dont la cathode a un diamètre de 13 mm. La longueur d'onde est $\lambda = 9{,}52$ cm.

Les formules (22) à (25) vont donner deux phénomènes de résonance pour lesquels les valeurs du champ magnétique sont égales à $\frac{c}{\frac{e}{m}}\omega$ pour une tension anodique nulle. Lorsque la tension augmente, les valeurs des champs de résonance H_1 et H_3 s'écartent symétriquement par rapport à la valeur $\frac{c}{\frac{e}{m}}\omega$. Nous groupons encore les deux formules relatives à chacun de ces champs en une seule; on obtient la valeur d'un des champs de résonance à partir de l'autre en changeant le signe du coefficient de V_a.

Dans ces conditions, les valeurs du champ de résonance relatifs à ce magnétron sont données par les formules suivantes :

$$H_{1,3} = 1125 \pm 0{,}082\, V_a, \tag{29}$$

$$H_2 = 375 + 0{,}314\, V_a, \tag{30}$$

$$H_4 = 562{,}5 + 0{,}116\, V_a. \tag{31}$$

H et V étant exprimés respectivement en gauss et en volts.

La figure 29 représente l'amplitude du signal observé sur l'écran de l'oscillographe cathodique, c'est-à-dire les variations de la tension V aux bornes de la résistance R pour une tension anodique égale à 90 V. Cette courbe présente quatre bosses dont les sommets déterminent les valeurs des champs magnétiques de résonance. Les deux bosses correspondant aux valeurs élevées du champ magnétique ont des amplitudes beaucoup plus grandes que celles des champs de faible valeur. Cela tient à ce que, pour ces derniers, un plus grand nombre d'électrons atteignent l'anode, l'anneau ayant une densité moins forte; les effets du champ électrique de haute fréquence sont alors moins sensibles.

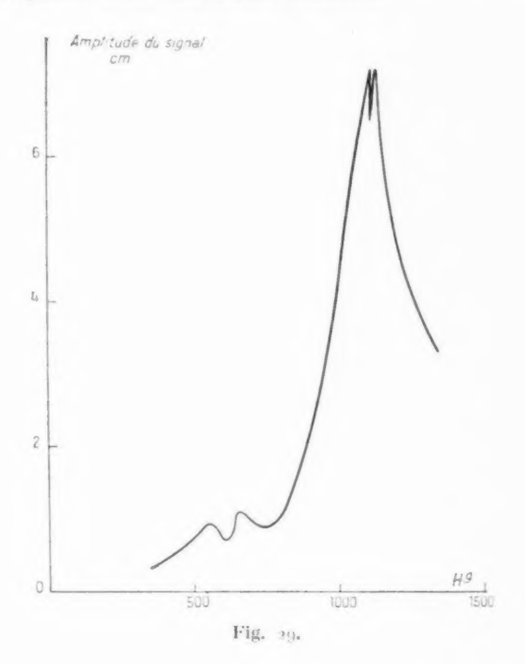


Fig. 29.

Les figures 30, 31 et 32 représentent les variations des champs de résonance $H_{1,3}$, H_2, H_4 en fonction de la tension anodique. Ces variations sont linéaires pour des tensions anodiques suffisamment faibles, c'est-à-dire inférieures à 130 V. Chaque point d'une de ces droites est déterminé par le sommet de la bosse correspondante, d'une courbe analogue à celle de la figure 29, tracée pour la tension anodique considérée.

En comparant les valeurs des pentes des droites relevées expérimentalement aux valeurs données par les formules (29), (30), (31), on trouve pour k, les valeurs

$$k_{1,3} = 3, \qquad k_2 = 6{,}1 \qquad \text{et} \qquad k_4 = 8{,}3.$$

Ces valeurs diffèrent sensiblement et sont dues aux anomalies présentées par la proximité de la cathode et de l'anode. Nous remarquons cependant que ces

droites coupent toutes les quatre l'axe des ordonnées donnant les valeurs du champ magnétique de résonance aux points prévus par la théorie.

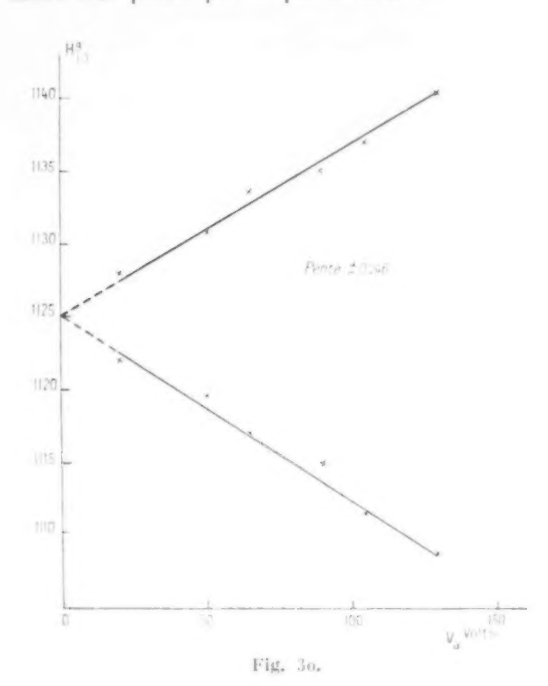


Fig. 30.

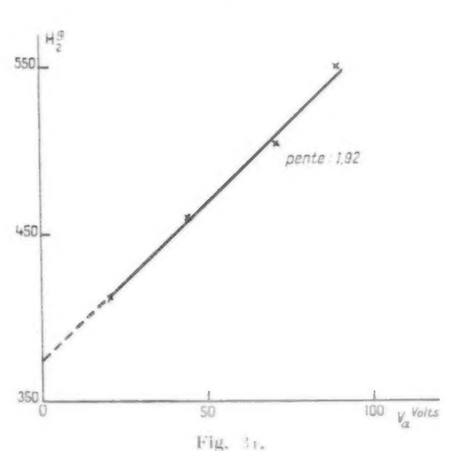


Fig. 31.

Considérons maintenant un magnétron dont la cathode a un diamètre de 11 mm. Les formules (22) à (25) s'écrivent

(32) $$H_{1,3} = 1125 \pm 0{,}014\, V_a,$$

(33) $$H_2 = 375 + 0{,}194\, V_a,$$

(34) $$H_4 = 562{,}5 + 0{,}089\, V_a,$$

H et V étant exprimés respectivement en gauss et en volts.

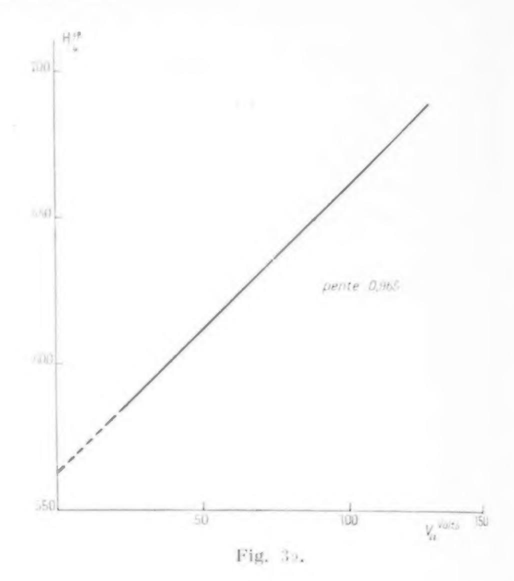


Fig. 32.

La courbe de la figure 33 montre les variations de la tension V aux bornes de la résistance R en fonction du champ magnétique H. La tension anodique choisie pour relever cette courbe est $V_a = 135$V. Cette courbe présente encore quatre bosses. Les figures 34, 35 et 36 montrent les variations des quatre

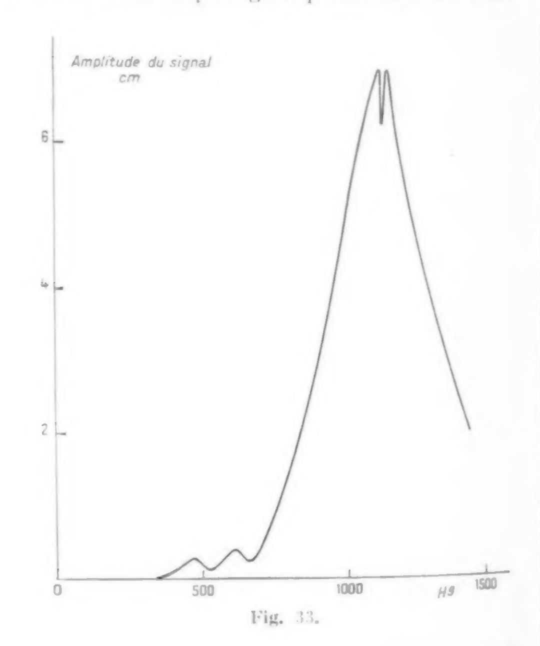


Fig. 33.

champs magnétiques de résonance en fonction de la tension anodique V_a. On trouve ici pour le coefficient k les valeurs suivantes :

$$k_{1,3} = 6,3, \qquad k_2 = 3,9, \qquad k_4 = 3,93.$$

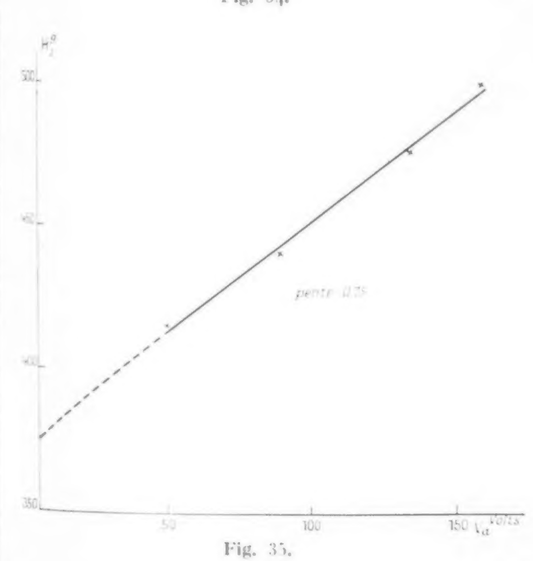


Fig. 34.

Fig. 35.

Dans le cas du magnétron dont le diamètre cathodique est 8 mm, les formules (22) à (25) s'écrivent

(35) $$H_{1,3} = 1125 \pm 0,0126\ V_a,$$
(36) $$H_2 = 375 + 0,174\ V_a,$$
(37) $$H_4 = 562,5 + 0,092\ V_a,$$

H et V étant exprimés respectivement en gauss et en volts.

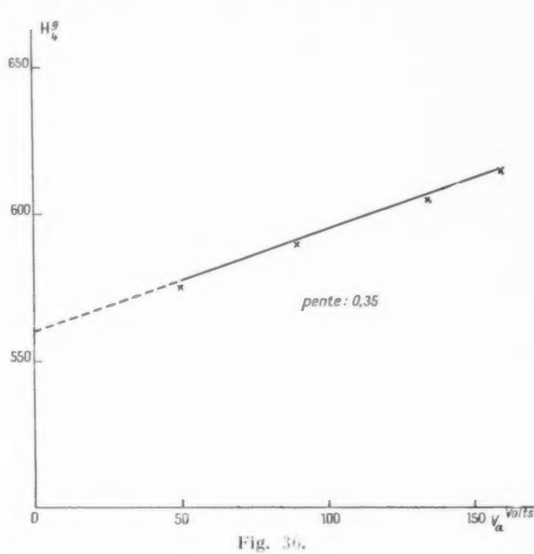


Fig. 36.

La figure 37 montre les variations de V aux bornes de la résistance R en fonction du champ magnétique. Cette courbe présente encore quatre bosses de résonance. Elle a été tracée pour une

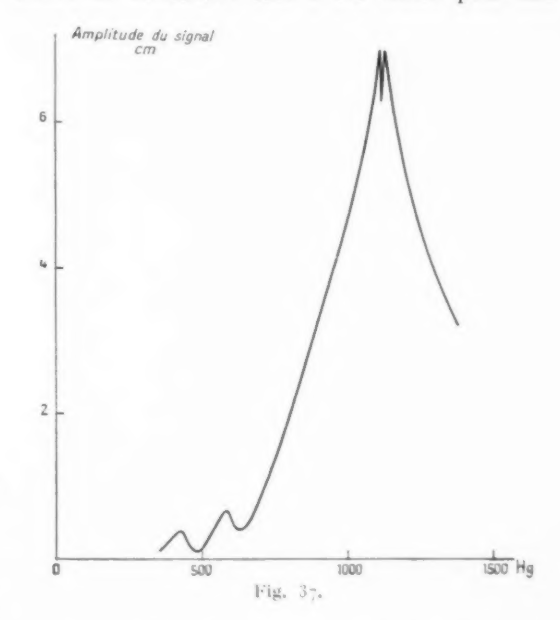
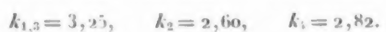


Fig. 37.

tension anodique de 135 V. Les figures 38, 39 et 40 représentent les variations des champs de résonance en fonction de la tension anodique.

Les valeurs du coefficient k sont, dans ce cas,



$$k_{1,3} = 3,25, \qquad k_2 = 2,60, \qquad k_4 = 2,82.$$

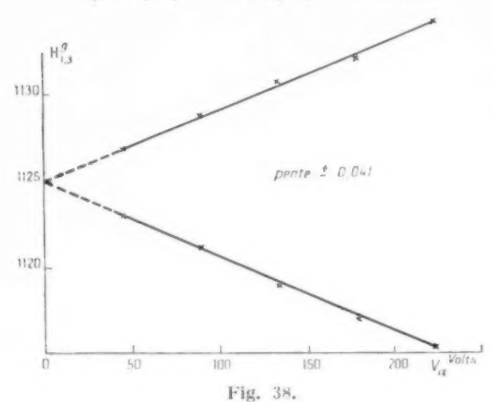


Fig. 38.

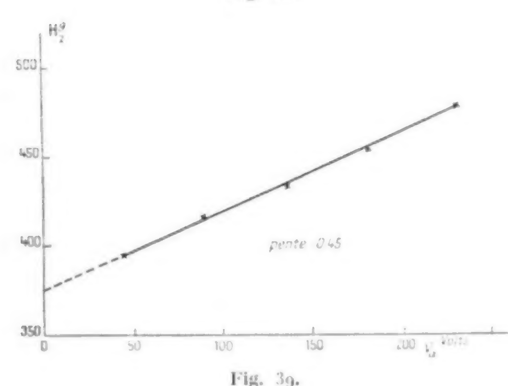


Fig. 39.

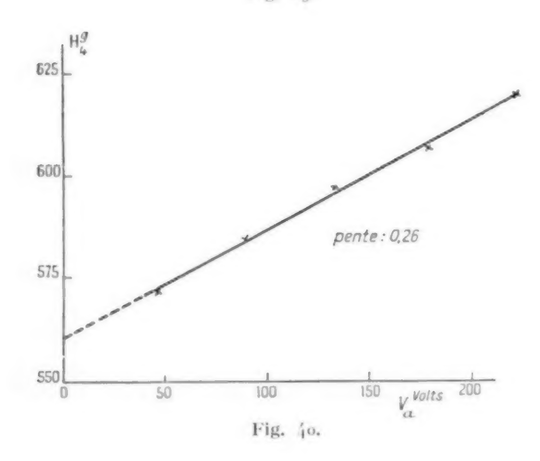


Fig. 40.

Remarquons que nous retrouvons sensiblement pour valeur de $k_{1,3}$ celle obtenue dans l'étude de la variation de la fréquence en fonction de la tension anodique, le champ magnétique restant alors fixe [équat. (26), *fig.* 27 et 28]. En effet, pour ce même magnétron, dans des conditions identiques de fonctionnement, on avait trouvé $k_{1,3} = 3,15$; on trouve maintenant $k_{1,3} = 3,25$.

Nous remarquons que, dans ce dernier cas, les valeurs de k sont plus faibles que celles obtenues pour des magnétrons de cathode plus grosse. De plus, les trois valeurs de k restent voisines les unes des autres et diminuent bien avec l'intensité du champ magnétique de résonance. Ces valeurs sont voisines de 3, valeur prévue par le calcul pour le magnétron dont le diamètre de la cathode est de 8 mm.

Remarquons encore que, quel que soit le type de magnétron utilisé, pour des tensions anodiques tendant vers zéro, on retrouve toujours pour les champs de résonance, les valeurs prédites par la théorie.

Dans les expériences précédentes, nous avons conservé pour l'onde incidente la même fréquence correspondant au mode π d'oscillation, lorsque le diamètre de la cathode variait. En réalité, l'accord sur le mode π pour la longueur d'onde de 9,52 cm a été obtenu en modifiant légèrement le circuit anodique des différents magnétrons, de façon à compenser la variation d'impédance résultant de la modification apportée au diamètre de la cathode.

e. Influence de la température de la cathode.

Dans les expériences précédentes, nous avons cherché à mettre en évidence les phénomènes qui résultent de l'action d'une onde incidente de haute fréquence sur les électrons circulant dans l'espace interélectrodes. Inversement, nous allons considérer maintenant les effets de l'action des électrons sur cette onde. Ceci revient à étudier les variations de l'impédance haute fréquence du magnétron en fonction de la longueur d'onde de l'onde incidente. Cette impédance variera d'autant plus que l'amplitude des mouvements de haute fréquence des électrons sera plus grande, ce qui arrivera lorsque la fréquence de l'onde incidente sera égale à la fréquence des oscillations de la charge d'espace. Ainsi, on retrouve les phénomènes de résonance étudiés précédemment, les fréquences de résonance étant encore celles définies par les équations (17) à (20). Il y a cependant une différence essentielle avec les phénomènes déjà étudiés, la température de la cathode étant ici, comme nous allons le voir, beaucoup plus élevée. Reprenons, en effet, le montage de la figure 17, et laissant la longueur d'onde, la tension anodique et le champ magnétique constants, faisons varier la température de la cathode en agissant sur la tension de chauffage du filament.

La courbe en trait plein (*a*) de la figure 41 montre la variation de la tension *V* aux bornes de la résistance *R* en fonction de la température *t* de la cathode.

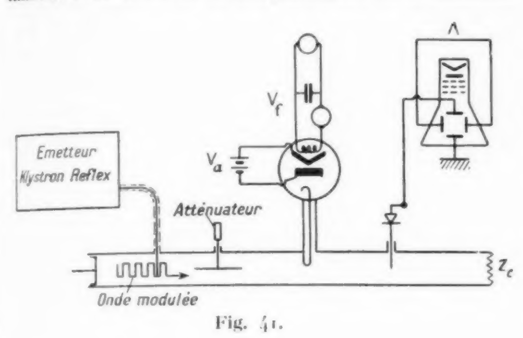


Fig. 41.

Dans cette expérience, la valeur H_1 du champ magnétique est celle pour laquelle a lieu, pour une tension anodique de 135 V, le phénomène de résonance. Le diamètre de la cathode du magnétron choisi est de 8 mm. Cette courbe montre que la tension V passe par un maximum pour une température de la cathode de 450°. Dans toutes les expériences décrites précédemment, les cathodes des magnétrons utilisés étaient portées à cette température. Cette température a été mesurée en fonction de la tension de chauffage du filament en utilisant un magnétron dont la cathode est visible en fonctionnement, ce qui permet pour les températures supérieures à 700° d'utiliser un pyromètre optique. A partir des valeurs de *t* ainsi obtenues, on a pu évaluer pour des valeurs plus petites de la tension de chauffage, des températures plus faibles de la cathode en mesurant les variations de la puissance appliquée au filament.

Étudions maintenant la variation de l'impédance du magnétron. Le montage utilisé est alors celui de la figure 42.

Le klystron émetteur est ici couplé à un guide; il en est de même du magnétron couplé, lui aussi, à ce guide par une ligne coaxiale terminée par une boucle. Entre le magnétron et l'émetteur est intercalé dans la ligne guidée un atténuateur qui a pour but d'éviter les réactions du récepteur sur l'organe émetteur. La ligne guidée est terminée par son impédance caractéristique Z_c; l'onde est modulée en amplitude comme dans les précédentes expériences. Un détecteur à cristal est couplé au guide, après le magnétron dans le sens de propagation de l'onde. On mesure sur l'écran de l'oscillographe cathodique l'amplitude du signal détecté et l'on peut ainsi évaluer les variations relatives de l'amplitude de l'onde. Toute variation de l'impédance du magnétron se traduit par une variation de son impédance ramenée dans le guide, donc par une variation de l'amplitude de l'onde transmise.

La longueur de la ligne coaxiale reliant le magnétron au guide est déterminée de façon que lorsque la tension anodique est nulle, l'onde soit entièrement réfléchie; lorsque la tension V_a augmente pour une valeur donnée du champ magnétique, l'impédance du magnétron varie et l'amplitude de l'onde transmise augmente.

Ayant placé le magnétron dans les mêmes conditions de fonctionnement que dans l'expérience précédente, on a étudié la variation de l'amplitude de l'onde transmise en fonction de la tension de chauffage du filament. La courbe en trait pointillé (*b*) de la figure 41 montre que le maximum de l'amplitude de l'onde transmise est obtenu lorsque la température de la cathode est de l'ordre de 750°. Pour cette température, l'émission cathodique est beaucoup plus forte que dans le cas précédent et la densité de l'anneau d'électrons est plus

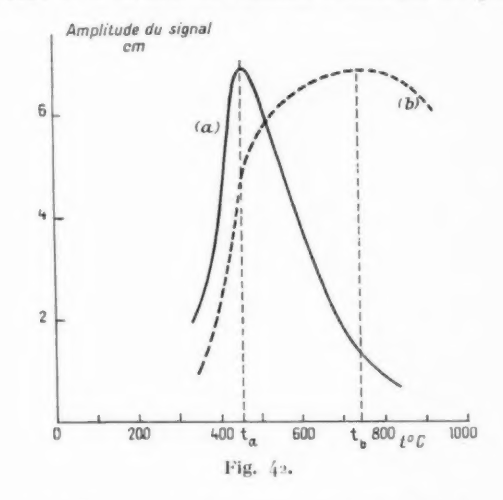


Fig. 42.

grande. Il en résulte une augmentation de son action de répulsion sur les électrons. Il semble ainsi, qu'entre ces deux expériences permettant de déterminer les fréquences d'oscillation de la charge d'espace, il y ait une différence importante dans le comportement interne de la lampe.

On a vu précédemment que, sous l'effet du champ électromagnétique de haute fréquence, les électrons qui se dirigent vers l'anode sont accélérés, et retournent vers l'anneau d'électrons. Il en résulte une diminution du débit anodique du magnétron et une variation de la tension V. Lorsque la température de la cathode augmente, la densité de l'anneau devenant plus grande, celui-ci a tendance à repousser

les électrons vers l'anode. La variation du débit anodique doit donc diminuer lorsque l'émission cathodique augmente. C'est ce qui explique la décroissance rapide de la courbe (*a*) de la figure 41 pour les valeurs de $t > t_a$. Ceci revient à dire que les mouvements des électrons sont d'autant plus amortis que les actions de répulsion électrostatique sont plus grandes. Pour les valeurs de $t < t_a$, les mouvements électroniques sont moins amortis, mais le nombre d'électrons étant beaucoup plus faible, la tension V est petite.

Pour que l'impédance du magnétron varie sous l'effet des mouvements de haute fréquence des électrons, il faut que leur action soit relativement

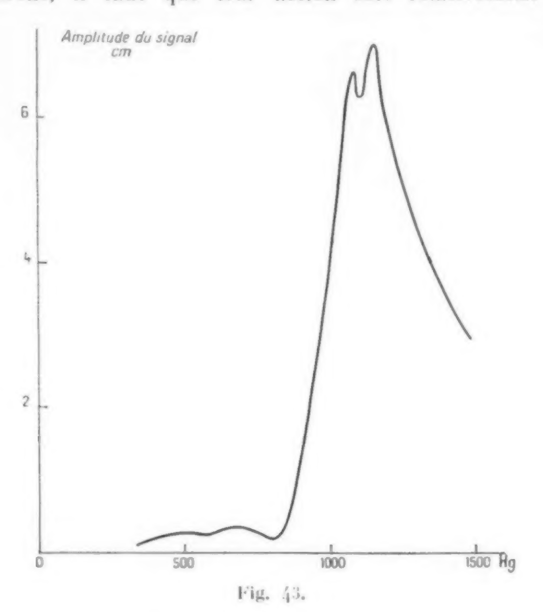


Fig. 43.

importante; il n'y a pas alors seulement l'amplitude du mouvement des électrons, qui joue ici un rôle, mais aussi leur nombre. Il se produit, en effet, une sorte de compromis entre l'amortissement de l'amplitude du mouvement des électrons, dû à leur nombre et ce nombre lui-même.

La courbe (*b*) de la figure 41 donne la variation de l'amplitude du champ électrique de haute fréquence transmis. On voit que lorsque la température de la cathode croît de la valeur t_a à t_b, l'énergie transmise par l'onde devient deux fois plus grande. Lorsque $t < t_b$, les électrons ont des mouvements peu amortis et l'amplitude du champ électromagnétique transmis augmente avec le nombre d'électrons émis; au contraire, elle diminue pour $t > t_b$, les effets de répulsion devenant prépondérants.

La densité de l'anneau d'électrons étant plus grande pour $t = t_b$ que pour $t = t_a$, il en résulte comme on l'a indiqué, que son action de répulsion est plus forte. Le champ électrique sur la cathode doit donc diminuer lorsque t augmente; d'autre part, les électrons se dirigeant vers l'anode sont d'autant plus repoussés de l'anneau que celui-ci est plus dense; c'est-à-dire que le champ électrique dans lequel ils se trouvent, croît avec la densité de l'anneau. Il en est de même du coefficient k, défini au paragraphe *c* du chapitre précédent.

On a donc cherché à mesurer pour les trois magnétrons déjà utilisés les variations des fréquences d'oscillation de la charge d'espace en fonction de la tension anodique par cette méthode de la variation d'impédance du magnétron.

Pour les mêmes raisons que précédemment, on a laissé fixe la fréquence de l'onde incidente et l'on a fait varier le champ magnétique. Pour une tension anodique donnée, la valeur du champ magnétique de résonance est déterminée par le maximum d'amplitude de l'onde transmise. Pour les trois magnétrons considérés, il a été possible de mesurer les variations des champs H_1 et H_3. Les autres champs de résonance ont pu, en général, être décelés, mais leur variation est difficilement mesurable étant donné la faible modification d'impédance du magnétron qu'ils produisent. Seule la variation en fonction de la tension anodique du champ H_4 du magnétron dont le diamètre de la cathode est de 13 mm, a pu être relevée.

Dans tous les cas, on a trouvé pour des tensions anodiques tendant vers zéro, les valeurs des champs de résonance prévues par la théorie. Les variations des champs magnétiques de résonance en fonction de la tension anodique pour des valeurs de V_a inférieures à 200 V ont été trouvées encore linéaires.

La courbe de la figure 43 montre la variation de l'amplitude de l'onde transmise en fonction du champ magnétique appliqué au magnétron. Le magnétron utilisé est celui dont la cathode a 13 mm de diamètre. La tension interélectrodes appliquée est de 90 V et la tension de chauffage du filament est telle que la température de la cathode soit 750°.

On a relevé pour les trois magnétrons considérés les réseaux des courbes permettant de déterminer les variations des champs de résonance en fonction de la tension anodique.

On a ainsi obtenu les résultats suivants :

Pour le magnétron dont le diamètre de la cathode est de 13 mm, les valeurs trouvées pour le coefficient k sont $k_{1.3} = 4,4$, $k_4 = 11,8$.

Pour les magnétrons de diamètre de cathode

de 11 et 8 mm, on a respectivement $k_{1.3} = 10$ et $k_{1.3} = 5{,}7$.

Les valeurs trouvées ici pour le coefficient k sont sensiblement supérieures à celles obtenues dans les expériences où la cathode n'était portée qu'à 450°. Remarquons que ces valeurs varient toujours dans le même sens, diminuant avec le diamètre de la cathode, le magnétron à diamètre de cathode de 8 mm étant encore celui pour lequel on obtient une valeur de k sensiblement plus faible que celle obtenue pour le magnétron à cathode de 11 mm. De plus, ces valeurs sont sensiblement voisines les unes des autres. C'est donc pour le magnétron dont la cathode a un diamètre de 8 mm que les résultats se rapprochent le plus des valeurs théoriques.

On peut ainsi admettre que le champ électrostatique existant au niveau de l'anneau d'électrons est environ trois fois plus grand que le champ du condensateur cylindrique correspondant, cette différence étant due à la charge négative de l'anneau. Ce résultat expérimental confirme bien la valeur de k obtenue par le calcul.

En appelant $(H_{1.3})_0$, $(H_2)_0$, $(H_5)_0$ les valeurs des champs de résonance qui correspondraient à une valeur nulle de la tension anodique, le tableau suivant résume tous les résultats obtenus pour les valeurs du coefficient k :

Diamètre de la cathode du magnétron (en mm).		$k_{1,3}$. $(H_{1,3})_0=1125$ g.	k_2. $(H_2)_0=375$ g.	k_5. $(H_5)_0=562{,}5$ g
13	$t=450°$..	3	6,1	8,3
	$t=750°$..	4,4	–	11,8
11	$t=450°$..	6,3	3,9	3,93
	$t=750°$..	10	–	–
8	$t=450°$..	3,25	2,60	2,82
	$t=750°$..	5,7	–	–

CONCLUSION.

Nous avons, dans cette étude, considéré le magnétron à l'état bloqué, c'est-à-dire que nous l'avons envisagé, non comme un générateur d'onde de haute fréquence, mais comme un organe statique.

Notre but a été tout d'abord d'étudier le mouvement des électrons, afin de déterminer par le calcul, la répartition de la charge d'espace qui existe entre une anode et une cathode cylindriques et concentriques placées dans un champ magnétique et entre lesquelles on applique une différence de potentiel continu. Cette étude a été l'objet de la première partie de notre exposé. Nous avons considéré que les trajectoires décrites par les électrons entre la cathode et l'anode peuvent se décomposer en deux parties distinctes : la première débute avec le départ des électrons de la cathode et se termine lorsque leur trajectoire initialement radiale devient tangentielle, puis c'est la seconde partie du mouvement durant laquelle les électrons se rapprochent de l'anode et finissent par l'atteindre.

Nous avons traité dans le premier mouvement le cas des électrons émis avec des vitesses initiales quelconques obéissant aux lois de la mécanique statistique classique. Nous avons ainsi obtenu pour la variation de la densité de charge d'espace dans cette région, une répartition montrant que les électrons en presque totalité constituent un anneau concentrique à la cathode. C'est le résultat fondamental de notre théorie. L'étude de la seconde partie du mouvement montre qu'ayant quitté l'anneau, les électrons atteignent l'anode, mais la densité de charge d'espace décroît constamment dans cette région comprise entre l'anneau et l'anode. Nous expliquons ainsi le fait que même pour des valeurs très élevées du champ magnétique, le débit anodique du magnétron ne s'annule jamais totalement.

Le fait de considérer dans le calcul des trajectoires, des électrons émis avec une vitesse initiale quelconque et une accélération sur la cathode non nulle, modifie profondément, comme nous l'avons montré, la répartition de la charge d'espace, et permet de mieux comprendre le processus suivant lequel, les électrons peuvent atteindre l'anode. Il convient, d'ailleurs, de signaler que cette modification est d'autant plus importante que la tension interélectrodes est petite devant le potentiel de « cut off », l'action de la vitesse initiale étant comparativement d'autant plus grande que les électrons circulent moins vite dans l'espace interélectrodes.

Lorsque l'on désire connaître la répartition de la densité de la charge d'espace d'une lampe, on se heurte à la difficulté qu'il y a à mesurer en fonctionnement, la répartition des électrons entre les électrodes. En effet, toute introduction d'une électrode supplémentaire, grille ou sonde exploratrice, crée dans la région même où l'on effectue la mesure une perturbation du potentiel et de la densité de charge qui entache les résultats d'une erreur qui peut être grande. Nous avons donc employé une méthode tout à fait différente qui consiste à créer artificiellement une perturbation des trajectoires des électrons, perturbation qui peut être rendue suffisamment petite pour ne pas modifier la répartition de la charge d'espace. Nous mesurons alors les effets même de cette perturbation que nous pouvons déterminer par le calcul. L'élément perturbateur que nous employons est une onde électromagnétique de haute fréquence que nous faisons pénétrer dans le

magnétron. L'étude théorique des effets de cette onde sur les électrons circulant entre l'anode et la cathode, et les expériences ayant pour but de vérifier les résultats prévus par le calcul, ont fait l'objet de la deuxième partie de cet exposé. Nous avons fait alors l'hypothèse de base que les électrons se trouvent tous situés sur un cylindre infiniment mince, et que les mouvements de haute fréquence qu'ils décrivent sous l'action de l'onde incidente ont des amplitudes très petites devant le rayon de l'anneau d'électrons. L'onde incidente étant entretenue et répartie par le jeu des cavités uniformément dans tou t l'espace interélectrodes, il en résulte un mouvement oscillatoire de tout l'anneau autour de sa position d'équilibre statique. Nous avons calculé, dans ces conditions et à partir de l'hypothèse de base, les fréquences d'oscillation propre de l'anneau d'électrons. Expérimentalement, en faisant entrer les électrons de l'anneau en résonance avec l'anode incidente de fréquence connue, nous avons pu déterminer les fréquences d'oscillation de la charge d'espace.

Nous avons tout d'abord assimilé le champ électrostatique sur l'anneau à celui d'un condensateur cylindrique dont les électrodes seraient l'anode du magnétron et l'anneau d'électrons. Cependant, cet anneau ayant une forte charge négative, il en résulte que la valeur du champ réel est sensiblement plus élevée que celle du champ électrique du condensateur, le coefficient de proportionnalité pouvant être calculé et déterminé expérimentalement. Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus pour le magnétron dont la cathode a un diamètre de 8 mm et qui se rapproche le plus du magnétron théorique montrent que pour une température de la cathode de 450°, le coefficient k est sensiblement égal à 3. Il devient égal à 5,7 lorsque la surface émissive est portée à 750°.

Dans toutes les expériences relatives à la mesure des fréquences d'oscillation de la charge d'espace, nous avons obtenu pour le magnétron considéré les quatre fréquences de résonance prévues par la théorie; les valeurs des champs magnétiques de résonance pour des tensions anodiques diminuant jusqu'à s'annuler ont toujours été trouvées en accord avec les formules théoriques, ces résultats étant indépendants de la variation du champ magnétique en fonction de la tension interélectrodes; cette variation ne dépend d'ailleurs que de la valeur du champ électrique sur l'anneau, valeur qui, pour un magnétron et une tension anodique déterminés, varie avec l'intensité du champ magnétique, le diamètre et la température de la cathode.

Les résultats donnés par les expériences sont en bon accord avec la théorie des fréquences de résonance de la charge d'espace exposée au début de la deuxième partie de notre étude. Comme nous avions alors adopté pour répartition de la densité de charge d'espace celle obtenue dans l'étude statique du magnétron, nous devons considérer que ces expériences vérifient aussi la théorie exposée dans la première partie et qui avait conduit à une répartition de la densité de la charge d'espace en forme d'anneau.

L'étude dynamique du comportement du magnétron sous l'action d'une onde incidente, nous a ainsi permis de vérifier les résultats de l'étude statique. L'avantage de la méthode employée est que nous avons pu déterminer la répartition des électrons dans tout l'espace compris entre la cathode et l'anode sans perturber statiquement la densité de la charge d'espace du magnétron.

BIBLIOGRAPHIE.

Blewett et Ramo, *Phys. Rev.*, t. 57, 1940, p. 635; *J. Appl. Phys.*, t. 12, 1941, p. 856.

L. Brillouin, *Phys. Rev.*, t. 60, 1941, p. 385; t. 62, 1942, p. 166; t. 63, 1943, p. 127; *Proc. Inst. Rad. Eng.*, t. 32, 1944, n° 4, p. 216; *Phys. Rev.*, t. 67, 1945, p. 265; t. 70, 1946, p. 187.

H. Gutton, *Étude sur le magnétron* (Note non publiée, janvier 1943).

Blanc-Lapierre et Goudet, *J. Phys. Rad.*, t. 6, 1945, n° 5.

Goudet, *Onde électrique*, n° 227, 1946, p. 49.

Voge, *Onde électrique*, n°s 233-234, 1946, p. 345.

Page et Adams, *Phys. Rev.*, t. 69, 1946, p. 492; t. 69, 1946, p. 494.

H. Gutton et J. Ortusi, *Onde électrique*, n°s 245-246, 1947, p. 307.

Lamb et Phillips, *J. Appl. Phys.*, t. 18, 1947, p. 230.

O. Dœhler, *Ann. Radioélectr*, t. 11, 1948, p. 29; t. 13, 1948, p. 184.

P. Fechner, *C. R. Acad. Sc.*, t. 230, 1950, p. 1848; t. 231, 1950, p. 124 et 270.

J. L. Delcroix, *C. R. Acad. Sc.*, t. 230, 1950, p. 1046; t. 232, 1951, p. 1413, 1653 et 2298; t. 233, 1951, p. 546.

L. Reverdin, *J. Appl. Phys.*, t. 22, 1951, n° 3, p. 257.

R. Becker, *Théorie des électrons*, édit. Alcan.

Louis de Broglie, *Optique électronique*, édition de la *Revue d'Optique*.

Collins, *Microwave magnetrons*, M. I. T.

Rocard, *Électricité*, édit. Hermann et Cie.

Jahnke et Emde, *Table of functions*, Dower Publications.

G. Hok, *Advances in Electronics*, t. II, p. 219-250, Academic Press.

NOTE SUR UNE AGGRAVATION NETTE DES CONDITIONS DE PROPAGATION OBSERVÉE RÉCEMMENT SUR DES CIRCUITS TRANSCONTINENTAUX EXPLOITÉS SUR ONDES DÉCAMÉTRIQUES

PAR J. MAIRE,

Ingénieur E. S. E., Chef du Centre de Réception de la Compagnie Radio-France.

SOMMAIRE. — *Après une période relativement calme de plusieurs années, s'est instaurée, vers le milieu du mois d'août 1950, une longue suite d'orages ionosphériques troublant assez profondément l'exploitation des circuits transcontinentaux.*
L'auteur souligne l'ampleur du phénomène et en cherche une explication par analogie avec les variations cycliques connues de l'agitation du magnétisme terrestre. Le parallélisme ainsi constaté permet d'espérer le retour d'une période calme dans les prochaines années.
(C. D. U. 621.396.11.029.5.)

SUMMARY. — *Towards the middle of august 1950, after a relatively quiet period of several years, a long succession of ionospheric storms was registered, perturbing rather deeply the operation of transcontinental circuits.*
The author stresses the magnitude of the phenomenon, and seeks to explain it by analogy with the known cyclic changes of the earth magnetic agitation. On the ground of that analogy, a quiet period may therefore be expected for the coming years. (U. D. C. 621.396.11.029.5.)

Considérations générales.

Depuis la reprise de l'exploitation commerciale, après la dernière guerre mondiale, et grâce à d'importants perfectionnements techniques du matériel, les communications transcontinentales tributaires des ondes décamétriques avaient pu être assurées sans que l'on ait rencontré de graves difficultés.

Les circuits entre points fixes situés dans le même hémisphère et présentant de grandes différences de longitude sont toutefois soumis à des conditions de propagation plus variables que les autres.

C'est ainsi que le parcours New-York-Paris dont l'arc de grand cercle passe au voisinage de la zone des aurores boréales est parfois troublé par les phénomènes ionosphériques intenses qui s'y développent. Son importance commerciale est grande et il a été observé avec assez de soin pour fournir les éléments de la présente étude.

Or, au cours du mois d'août 1950 une agitation ionosphérique intense a commencé à se manifester, s'est accrue courant septembre et s'est prolongée, avec des alternatives de courtes périodes plus calmes suivies de brusques recrudescences, jusqu'au début du mois de mai 1951, s'étendant ainsi sur une période de neuf mois environ.

Les mois de mai, juin et juillet 1951 furent calmes, mais dès le mois d'août suivant, l'agitation s'amplifiait à nouveau pour ne plus cesser et atteindre son maximum dans les trois premiers mois de l'année 1952.

Il est donc particulièrement intéressant pour l'exploitant de chercher à prévoir si cette agitation est susceptible de se prolonger au cours des prochaines campagnes d'hiver et, s'il s'agit d'un phénomène cyclique, d'en connaître la durée probable.

Procédure des relevés.

La documentation statistique rassemblée au Centre de Réception de la Compagnie Radio-France à Villecresnes (Seine-et-Oise), permet d'apprécier l'importance du phénomène.

Cette documentation est établie de la façon suivante :

Chaque période de 24 h reçoit un coefficient caractérisant les conditions générales de réception et, par suite, l'agitation ionosphérique sur le circuit New-York-Paris d'après les observations recueillies par les services d'exploitation au cours de la journée considérée.

Ces coefficients sont ensuite reportés sur des tableaux dans lesquels ils se succèdent dans chaque colonne verticale avec un intervalle de 27 jours correspondant à la période de révolution synodique du Soleil pour des latitudes héliographiques moyennes. Cette présentation a été adoptée pour faire apparaître une périodicité éventuelle de 27 jours pour le retour des perturbations. Nous verrons que cette périodicité s'est manifestée très fréquemment et de façon particulièrement nette au cours de la période qui fait l'objet de cette étude.

L'échelle, arbitrairement choisie, s'étend de 1 à 6. Elle est définie comme suit :

1. *Agitation ionosphérique nulle* ou presque nulle : Écoulement facile du trafic;

2. *Faible agitation ionosphérique :* Légères difficultés de trafic au voisinage des heures critiques;

3. *Nette agitation ionosphérique :* Translation des fréquences utilisables vers des fréquences plus basses. Fluctuations rapides du champ modulant le signal. Le contact a cependant été maintenu avec le correspondant;

4. *Perturbation ionosphérique :* Les phénomènes précédents sont amplifiés et des pertes de contact se produisent;

5. *Perturbation ionosphérique profonde :* La durée des pertes de contact s'étend sur plusieurs heures consécutives;

6. *Orage ionosphérique violent :* Communications très précaires. Le contact ne peut être maintenu que pendant la période où le parcours est entièrement illuminé.

Dans les trois derniers cas ($K \geq 4$), la perturbation se prolonge presque toujours sur plusieurs journées consécutives.

Ampleur du phénomène : L'étude a porté sur 103 rotations solaires consécutives, de 27 jours chacune, s'étendant sur la période comprise entre le 10 septembre 1944 et le 21 avril 1952.

Un tableau a été dressé dans lequel on a porté le numéro de la rotation et pour chaque rotation, d'une part le nombre de journées pendant lesquelles une nette agitation ionosphérique a été observée ($K \geq 3$) et, d'autre part, le nombre des journées pendant lesquelles une perturbation à forme d'orage s'est manifestée ($K \geq 4$).

Ce tableau permet de distinguer facilement deux périodes :

Pour les 80 premières rotations, s'étendant du 10 septembre 1944 au 9 août 1950, la moyenne par rotation des journées pendant lesquelles une agitation ionosphérique a été relevée ($K \geq 3$) est de 7,25 pour 27 jours, soit 26,8 % et celle des journées orageuses ($K \geq 4$) n'est que de 2,9, soit 10,7 %.

Au contraire, pour les 23 rotations suivantes qui s'étendent du 10 août 1950 au 21 avril 1952, ces moyennes s'établissent respectivement à 19,5 et 11, soit 72,5 et 40,8 %.

L'écart est donc très considérable et le tableau I résume ces résultats :

TABLEAU I.

Nos des rotations de 27 jours.	Périodes.	Moyennes des journées agitées.	Moyennes des journées dont orageuses.	Pourcentages des journées agitées.	Pourcentages des journées dont orageuses.
1 à 80....	10-9-44 au 9-8-50	7,25	2,9	26,8	10,7
81 à 103...	10-8-50 au 21-4-52	19,2	11	72,5	40,8

On note, d'autre part, que certaines rotations ont été entièrement agitées, soit 27 journées consécutives au moins : il en est ainsi pour la rotation n° 82, commencée le 6 septembre 1950, qui sur 27 journées agitées comporte 21 journées orageuses. En tenant compte des deux rotations voisines, le total s'établit à 36 journées agitées consécutives dont 30 orageuses.

De même, sur les quatre rotations consécutives nos 99-100, 101-102, soit pour la période qui s'étend du 9 décembre 1951 au 25 mars 1952, on trouve en 108 jours 106 journées agitées dont 73 orageuses. C'est dans cette dernière période que le phénomène a atteint jusqu'alors son maximum.

Cette agitation a nécessité la mise en œuvre journalière sur le circuit New-York-Paris et au cours des deux dernières campagnes d'hiver de cinq fréquences s'échelonnant autour de 5, 7, 10, 15 et 18 Mc/s pour tenter de maintenir un contact permanent, alors que dans l'année 1948, deux fréquences seulement étaient généralement nécessaires : 10 et 18 Mc/s (nuit-jour) et au maximum trois : 7, 10 et 18 Mc/s.

Essai d'interprétation.

L'agitation ionosphérique étant liée de façon certaine à l'activité solaire générale, on est d'abord conduit à comparer ces résultats avec les nombres relatifs de Wolf-Wolfer qui sont généralement adoptés pour caractériser cette activité. Les nombres actuellement connus sont indiqués dans le tableau II.

TABLEAU II.

Années.	Nombres relatifs de Wolf-Wolfer.	Observations.
1944	9,6	Minimum
1945	33,2	
1946	92,5	
1947	155,8	Maximum
1948	136,0	
1949	136,3	
1950	88,9	

Leur examen montre que le maximum du cycle undécennal en cours, qui a d'ailleurs atteint une plus grande amplitude que les précédents, s'est étalé sur les années 1947, 1948 et 1949 et le nombre relatif de l'année 1950, ainsi que les nombres mensuels provisoires de l'année 1951, indiquent clairement que nous sommes entrés désormais dans la phase décroissante de cette activité.

Un autre signe manifeste de cette décroissance peut être relevé dans la translation vers des fréquences plus basses, des fréquences nécessaires pour assurer la communication sur un parcours déterminé.

L'agitation ionosphérique observée est donc déphasée par rapport au cycle solaire, ce qui, de prime abord, paraît assez surprenant.

Pour tenter d'interpréter ce phénomène, on peut se baser sur le fait que l'agitation ionosphérique est concomitante avec l'agitation du magnétisme terrestre dont les composantes horizontale et verticale ainsi que la déclinaison sont enregistrées depuis de très nombreuses années dans les observatoires spécialisés.

Ce domaine scientifique voisin dispose ainsi d'une expérience plus longue et de documents statistiques plus précis que les nôtres. Il a fait l'objet de recherches considérables. En s'y reportant, et en dehors des travaux bien connus de l'éminent géophysicien Ch. Maurain, on trouve des études de Kostitzin [1] et de J. Dufay et P. Flajolet [2] qui offrent des analogies profondes entre les phénomènes actuels et les phénomènes magnétiques connus.

Ces auteurs font remarquer, en effet, que les maxima d'agitation magnétique ne coïncident jamais avec les maxima d'activité solaire et qu'ils se présentent le plus souvent deux années environ après les maxima solaires.

L'explication qui en est donnée est la suivante :

L'hypothèse généralement admise pour expliquer l'origine des orages magnétiques ou ionosphériques est celle de jets corpusculaires émis par le Soleil au voisinage des taches et qui peuvent atteindre l'atmosphère terrestre d'autant plus facilement qu'ils se produisent à des latitudes héliographiques plus basses. En effet, le plan de l'orbite terrestre ou plan de l'écliptique est incliné d'environ 7° sur le plan de l'équateur solaire et, d'autre part, les latitudes héliographiques des taches solaires se déplacent au cours d'un cycle undécennal entre 20° et 7° environ de part et d'autre de l'équateur solaire. De plus, c'est au début de la phase croissante d'un cycle que ces latitudes sont les plus élevées, et c'est à la fin qu'elles sont les plus basses.

Par suite, dans les années qui suivent le maximum des taches solaires, alors que l'activité de l'astre est encore grande, les latitudes des taches diminuent et leur efficacité sur l'atmosphère terrestre croît. D'où le déphasage signalé.

C'est ainsi que Kostitzin a montré que les années situées dans la phase décroissante de l'activité solaire étaient le siège d'une activité magnétique intense.

L'agitation ionosphérique doit donc vraisemblablement suivre la même loi, et c'est ce qui expliquerait, d'une part l'agitation ionosphérique anormale actuelle et, d'autre part, le déphasage signalé plus haut.

Variations annuelles. — Il existe une zone de 5° environ de part et d'autre de l'équateur solaire qui n'est jamais tachée, et c'est par une hypothèse analogue à la précédente que J. Caron et R. Veillith [3], tout en laissant la priorité à A. Pödder (1925), expliquent les variations annuelles bien connues de l'agitation magnétique.

Les minima de juin et de décembre se produisent dans la période où la Terre se trouve au voisinage de plan de l'équateur solaire.

Au contraire, les maxima de mars et septembre se produisent au moment où l'axe Soleil-Terre fait avec le plan de l'équateur solaire l'angle maximum (7° environ).

Dans une précédente étude, nous avons reconnu ces mêmes variations annuelles pour l'agitation ionosphérique [4]. Le minimum de juin est parti-

culièrement net et il est remarquable que dans la période d'agitation considérable que nous traversons il se soit encore manifesté par un calme presque complet en juin 1951, comme nous l'avons noté ci-dessus.

Périodicité de 27 jours. — Nos statistiques montrent également qu'au cours des deux dernières années, le phénomène de récurrence des perturbations à 27 jours d'intervalle s'est manifesté très fréquemment et a été beaucoup plus marqué que les années précédentes.

C'est ainsi que certains orages se sont reproduits jusqu'à cinq fois.

Ici encore, cette observation est en bon accord avec celles des géophysiciens, puisque Kostitzin a signalé que ces répétitions étaient surtout fréquentes dans les années situées dans la phase décroissante du cycle de l'activité solaire.

Ce phénomène permet alors, avec une probabilité intéressante, une prévision à longue échéance des conditions ionosphériques.

Conclusion.

Les conditions de propagation anormales observées depuis le mois d'août 1950 ont causé quelque surprise et quelque inquiétude parmi les exploitants.

Les considérations précédentes permettent heureusement d'espérer une amélioration prochaine.

En effet, nous entrerons bientôt dans la phase du minimum de l'activité solaire.

Celle-ci deviendra si faible que les deux phénomènes : activité solaire et agitation ionosphérique seront à nouveau en phase lors de leur minimum respectif.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] V. A. Kostitzin, *Ann. Inst. de Physique du Globe*, t. 8, 1930, p. 84.

[2] J. Dufay et P. Flajolet, *Ann. Géophys.*, t. 1, 1944-1945, p. 264 à 274.

[3] *L'Astronomie*, décembre 1950, p. 463-464.

[4] J. Maire, *Ann. Géophys.*, t. 5, fasc. 3, juillet-août-septembre 1949.

SUR UN MODÈLE EXPÉRIMENTAL D'AMPLIFICATEUR A FAIBLE FACTEUR DE BRUIT (1)

PAR G. CONVERT.

SOMMAIRE. — *L'auteur expose les théories qui ont servi de base à la réalisation d'un modèle expérimental de tube à propagation d'onde faible bruit. Il en décrit les caractéristiques essentielles et indique l'allure générale des résultats obtenus.*

SUMMARY. — *The author expounds the theories which served as basis for the development of an experimental model of low-noise travelling wave tube. He describes its main characteristics and outlines the results obtained.*

1. Introduction.

On sait l'intérêt qui s'attache à la réalisation de tubes présentant en hyperfréquences, un bruit propre suffisamment faible pour être utilisés comme amplificateurs d'entrée. Parmi ceux-ci les tubes à propagation d'onde (T. P. O.) ont une importance particulière puisqu'ils permettent d'obtenir à la fois une large bande, un gain élevé et un découplage important entre circuits d'entrée et de sortie. Aussi des recherches tant théoriques qu'expérimentales leur ont elles été consacrées dans divers laboratoires [1 à 4]. C'est ainsi qu'à la Compagnie générale de T. S. F. a été réalisé un tube à propagation d'onde expérimental pour la bande des 8 cm, dans le but d'étudier les conditions à remplir pour obtenir un facteur de bruit aussi faible que possible.

Les théories actuelles du bruit des faisceaux électroniques en hyperfréquences sont incomplètes et, par exemple, il n'existe pas de calcul tout à fait satisfaisant des fluctuations d'intensité et de vitesses du courant à la sortie d'une diode plane indéfiniment large, modèle le plus simple du canon électronique. On ne peut donc pas déterminer *a priori* tous les éléments géométriques (positions d'électrodes, etc.), ou électriques (tensions, courants, etc.), d'un T. P. O. à faible bruit. Les données théoriques que l'on possède peuvent cependant donner des indications utiles. Ainsi les tensions de fonctionnement sont, en général, suffisamment élevées pour que les faisceaux d'électrons puissent être considérés comme monocinétiques sur la plus grande partie de leur longueur et modulés par des fluctuations de vitesse et d'intensité. Ce fait guide le choix d'un ensemble de paramètres indépendants dont il faut disposer pour obtenir le facteur de bruit minimum. Par ailleurs, les hypothèses de Rack, quoique généralement non applicables en toute rigueur aux tubes réels, fixent des valeurs au voisinage desquelles doivent varier ces paramètres.

Ces considérations sont faites sur un modèle unidimensionnel. En pratique, les dimensions finies du faisceau, qui sont à l'origine des différents bruits de répartition, ses déformations lorsque varient les différents paramètres font que le fonctionnement d'un tube réel ne se ramène pas rigoureusement à un schéma unidimensionnel. Des précautions ont été prises sur le tube expérimental décrit plus loin pour atténuer ces deux effets. Lorsqu'elles sont observées, les résultats de mesure sont en bon accord avec l'allure générale des prévisions théoriques.

2. Excitation de la ligne à retard d'un T. P. O. par des fluctuations d'intensité et de vitesse du faisceau.

1° On sait que le faisceau produit par un canon électronique n'est pas en toute rigueur monocinétique; les électrons étant émis par la cathode

(1) La partie théorique de cet article a fait l'objet d'une communication devant la 5e Section des Radioélectriciens le 20 novembre 1951.

avec des vitesses différentes. Cette dispersion de vitesse des électrons n'a pratiquement d'influence que lorsque le rapport $\frac{v_0}{\Delta v_0}$ de la vitesse moyenne des électrons à l'étalement de leur vitesse, est de l'ordre de grandeur de l'angle de transit des électrons [5]. Dans les T. P. O., les angles de transit, de l'ordre par exemple de 300, sont nettement inférieurs au rapport $\frac{v_0}{\Delta v_0}$ (qui, pour une cathode à oxydes et une tension de 1 000 V vaut environ 5 000). Il est alors légitime, sauf au voisinage de la cathode, de considérer le faisceau comme monocinétique et de le supposer modulé en intensité et en vitesse par les fluctuations de vitesse moyenne et d'intensité moyenne du faisceau [7].

Ceci ramène le calcul du champ d'excitation d'un T. P. O. par les fluctuations du faisceau à un calcul tout à fait classique [1]; il est rappelé ici afin de préciser les notations employées.

2° On sait que l'on peut étudier le fonctionnement d'un T. P. O. en petit signal en cherchant pour les différentes grandeurs G qui caractérisent ce fonctionnement, des solutions de la forme

$$G_\omega(x)\, e^{j\omega t} = G_\omega\, e^{j(\omega t - \Gamma x)}.$$

Les composantes de Fourier du courant moyen et de la vitesse moyenne à un instant donné :

$$i(x, t) = -I_0 + i_\omega(x)\, e^{j\omega t},$$
$$v(x, t) = v_0 + v_\omega(x)\, e^{j\omega t}$$

satisfont aux trois équations suivantes :

a. l'équation du mouvement

$$(1) \qquad \frac{v_\omega(x)}{v_0} = -j\,\frac{E_\omega(x)}{2V_0}\,\frac{1}{\Gamma - \Gamma_0}, \qquad \text{avec} \quad v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} V_0};$$

b. l'équation de conservation des charges

$$(2) \qquad \frac{i_\omega(x)}{I_0} = \frac{\Gamma_0}{\Gamma - \Gamma_0}\,\frac{v_\omega(x)}{v_0};$$

c. l'équation de couplage du faisceau à la ligne à retard

$$(3) \qquad \frac{C^3\beta^2}{\Gamma - \beta}\,\frac{i_\omega(x)}{I_0} = j\,\frac{E_\omega(x)}{2V_0},$$

où β est la constante de propagation d'une onde libre sur la ligne à retard et $\Gamma_0 = \frac{\omega}{v_0}$ la constante de propagation du faisceau de vitesse.

La valeur de Γ_0 est généralement très voisine de β.

C est un coefficient défini par Pierce [1], qui caractérise le degré de couplage faisceau-ligne. Il est lié à la résistance de couplage R par l'expression

$$C = \left(\frac{R I_0}{4 V_0 \beta^2}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

L'équation (3) suppose la charge d'espace négligeable. Pour un faisceau infiniment étendu, les effets de charge d'espace conduisent à modifier l'équation (3) de la façon suivante :

$$(4) \qquad \left[\frac{C^3\beta^2}{\Gamma - \beta} - \frac{\Omega_0^2}{v_0^2\,\Gamma_0}\right]\frac{i_\omega(x)}{I_0} = -j\,\frac{E_\omega(x)}{2V_0},$$

Ω_0 étant la pulsation de plasma du faisceau. On peut essayer de tenir compte des dimensions finies du faisceau et de la présence de la ligne à retard en remplaçant, comme on le fait dans la théorie des tubes à modulation de vitesse, Ω_0 par une valeur corrigée Ω [6].

Les relations (1), (2) et (4) conduisent finalement à l'équation de dispersion

$$(5) \qquad \left[(\Gamma - \Gamma_0)^2 - \frac{\Omega^2}{v_0^2}\right](\Gamma - \beta) + C^3\beta^2\Gamma_0 = 0,$$

équation dont les trois racines Γ_1, Γ_2 et Γ_3 correspondent à l'existence de trois ondes, dont l'une est, dans les conditions normales de fonctionnement, amplifiée. Cette onde sera caractérisée dans la suite par l'indice 1.

Les fluctuations à l'entrée de l'hélice étant désignées par $i_\omega(H)$, $v_\omega(H)$, $E_\omega(H)$, le champ total de l'une des ondes à l'entrée de la ligne à retard s'écrit

$$(6) \qquad j\,\frac{E_\omega^1(H)}{2V_0} = C\Gamma_0\left[\frac{v_\omega(H)}{v_0}(\delta_2 + \delta_3) - \frac{i_\omega(H)}{I_0}\,C\,\delta_2\delta_3 + j\,\frac{E_\omega(H)}{2V_0\,C\Gamma_0}\right] \times \frac{\delta_1^2}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)},$$

où δ_1, δ_2, δ_3 sont les valeurs des grandeurs réduites $\delta = \frac{\Gamma - \beta}{C\Gamma_0}$ liées aux trois solutions de (5).

Les champs des deux autres ondes sont donnés par des relations analogues.

3° Ces diverses formules permettent de faire le calcul du facteur de bruit d'un T. P. O. en fonction des fluctuations du faisceau à l'entrée de sa ligne à retard.

En l'absence de fluctuations du faisceau, le tube est excité par un bruit qui est au moins égal au bruit thermodynamique correspondant à la température ambiante T_a. Si la ligne à retard est bien

adaptée à la source, la puissance reçue vaut au moins kT_a par cycles par seconde. La valeur du champ de l'onde amplifiée excitée à l'entrée est donnée directement par la définition du coefficient de couplage et par la formule de répartition (6)

$$\frac{E_{th}^2}{4V_0^2} = \frac{\beta^2 C^3 k T_a}{2V_0} \left| \frac{\delta_1^2}{(\delta_1 - \delta_2)(\delta_1 - \delta_3)} \right|^2$$

par cycles par seconde.

Avec les hypothèses faites, le bruit dû au faisceau se traduit par un champ d'excitation à l'entrée $E_\omega^1(H)$ et le facteur de bruit du tube est donné par

$$F = \frac{E_{th}^2 + |E_\omega^1(H)|^2}{E_{th}^2}.$$

Cette formule est valable si le gain est assez grand pour que les autres ondes deviennent au long de la ligne à retard tout à fait négligeables. Si $v_\omega(H)$, $i_\omega(H)$, $E_\omega(H)$ sont les composantes de Fourier, sur un grand intervalle de temps $(0, \Theta)$, des fluctuations d'intensité, de vitesse et de champ du faisceau à l'entrée de la ligne à retard, le facteur de bruit peut donc être écrit

$$(10) \quad F = 1 + \frac{V_0 I_0}{C k T_a} \times \lim_{\Theta \to \infty} \left| \frac{v_\omega(H)}{v_0}(\delta_2 + \delta_3) - C \delta_2 \delta_3 \frac{i_\omega(H)}{I_0} + j \frac{E_\omega(H)}{2V_0} \right|^2$$

et le calcul du facteur de bruit est ramené à la détermination des densités spectrales d'énergies

$$W_i = \lim_{\Theta \to \infty} \frac{i_\omega i_\omega^*}{\Theta},$$

$$W_{iv} = \lim_{\Theta \to \infty} \frac{i_\omega v_\omega^*}{\Theta},$$

. . . . :

4° On peut voir que le facteur de bruit minimum est obtenu pour une tension de la ligne à retard différente en général de la tension correspondant au maximum de gain.

Considérons, par exemple, pour préciser, le cas simple où l'émission étant limitée par la température, la charge d'espace est négligeable et les électrons indépendants les uns des autres, leur distribution en vitesse étant celle de Maxwell. La corrélation courant-vitesse est nulle et les densités d'énergie liées au courant et aux vitesses sont

$$W_i = 2eI_0,$$

$$W_v = \frac{2e}{I_0}\left(v^2 - \bar{v}^2\right) = \frac{2e}{i_0}\,\frac{2kT}{m}\,\frac{1}{\gamma_1},$$

avec $\gamma_1 = \frac{eV_0}{kT}$, T, température cathodique et le facteur de bruit :

$$F = 1 + \frac{2T}{T_a}\left[\frac{|\delta_2 + \delta_3|^2}{C\gamma_1} + C\gamma_1 |\delta_2\delta_3|^2\right].$$

En fonction du paramètre $C\gamma_1$, il existe un minimum du facteur de bruit pour $C\gamma_1 = \left|\frac{1}{\delta_1}\right|$, minimum dont la valeur est

$$(11) \quad F_m = 1 + \frac{2T}{T_a}\left|\frac{2}{\delta_1^3}\right|.$$

On voit que la valeur $C\gamma_1$ optimum et le facteur de bruit minimum décroissent constamment lorsque la vitesse des électrons augmente dans les limites où il existe un gain.

La formule (11) donne des valeurs de bruit minimum, de l'ordre de 10 db. Mais si l'on cherche à obtenir les conditions du minimum, on voit qu'il faudrait utiliser une tension de ligne à retard V_0 et un coefficient de couplage C très faibles et pratiquement irréalisables et les T. P. O. à faible bruit sont en fait munis d'une cathode dont l'émission est limitée par la charge d'espace.

3. Cathode fonctionnant en charge d'espace. Paramètres nécessaires pour obtenir le minimum de bruit.

1° Il n'y a pas, comme on l'a signalé, de théorie rigoureuse du bruit de fluctuation en hyperfréquences dans les diodes, même de structure géométrique très simple comme les diodes planes et indéfiniment larges, lorsqu'il y a limitation de l'émission par la charge d'espace. Le fonctionnement, très complexe, est caractérisé par l'existence d'un minimum du potentiel continu qui sépare l'espace en deux régions. Dans la première, la plus près de la cathode, des électrons de vitesse initiale trop faible sont réfléchis; dans la seconde, les électrons se dirigent tous vers l'anode. On peut admettre que le faisceau est monocinétique dans cette région, sinon depuis le minimum de potentiel, du moins à partir d'un plan très voisin [7, 8]. Ceci permet de calculer les fluctuations au niveau de l'entrée de la ligne à retard en fonction des fluctuations au voisinage du minimum de potentiel et permet de pousser plus avant l'étude des conditions à remplir pour obtenir un bruit minimum.

2° Ce calcul se fait à partir des équations de Llewellyn. Elles prennent une forme très simplifiée du fait que les espaces interélectrodes dans les tubes

à propagation d'onde ont, en général, une longueur assez grande pour que les angles de transit y soient de plusieurs cycles; cela revient à dire que les effets H. F. des électrodes sont peu importants; tout se passe comme si les espaces interélectrodes étaient indéfiniment longs; en chaque point, le courant total H. F. peut être considéré comme nul, le courant de déplacement compensant exactement la modulation d'intensité.

La conservation du courant impose la relation

$$i_\omega(x) = i_\omega(o)\, e^{-j\omega\tau(x)} + j\omega I_0 \tau_\omega(x),$$

où $\tau_\omega(x)$ est la modulation du temps de transit $\tau(x)$ nécessaire pour parcourir l'espace compris entre les plans d'abscisse O et d'abscisse x : le courant H. F. total étant nul, l'équation de Llewellyn devient

$$\frac{d^2 v(x, t)}{dt^2} = \frac{e I_0}{m \varepsilon_0 S},$$

où I_0 est le courant total émis, S la section du faisceau et $v(x, t)$ la vitesse d'un électron située à l'abscisse x au temps t.

Son intégration donne, pour les composantes continues

$$v(x) = \frac{e I_0}{m \varepsilon_0 S} \frac{\tau^2(x)}{2} + a(o)\tau(x) + v(o),$$

$$x = \frac{e I_0}{m \varepsilon_0 S} \frac{\tau^3(x)}{6} + a(o)\frac{\tau^2(x)}{2} + v(o)\tau(x)$$

[$a(o)$ étant l'accélération initiale $a(o) = -\frac{e E(o)}{m \varepsilon_0}$ et $v(o)$ la vitesse continue initiale] et pour les composantes alternatives

$$(12) \begin{cases} \dfrac{i_\omega(x)}{I_0} = \left[\dfrac{i_\omega(o)}{I_0} \left[\dfrac{a(o)}{v(x)} \tau(x) + \dfrac{v(o)}{v(x)} \right] - j\omega\tau \dfrac{v_\omega(x)}{v(x)} \right] e^{-j\omega\tau(x)}, \\ v_\omega(x) = \left[v_\omega(o) \left[\dfrac{2 v(o)}{v(x)} - 1 + \dfrac{a(o)\tau(x)}{v(x)} \right] + \left[\dfrac{v(o)}{v(x)} + \dfrac{a(o)\tau(x)}{2 v(x)} \right] \times \dfrac{e\, i_\omega(o)\tau(x)}{m \varepsilon_0 S j\omega} \right] e^{-j\omega\tau}. \end{cases}$$

Ces formules sont valables pour des espaces infiniment larges. Si l'on a affaire à un espace de glissement défini par exemple par un conducteur cylindrique, elles doivent être remplacées par des relations du type

$$(13) \begin{cases} \dfrac{i_\omega(x)}{I_0} = \left[\dfrac{i_\omega(o)}{I_0} \cos\Omega\tau - j\dfrac{\omega}{\Omega} \dfrac{v_\omega(o)}{v(x)} \sin\Omega\tau \right] e^{-j\omega\tau}, \\ \dfrac{v_\omega(x)}{v(x)} = \left[\dfrac{v_\omega(o)}{v(x)} \cos\Omega\tau - j\dfrac{\Omega}{\omega} \dfrac{i_\omega(o)}{I_0} \sin\Omega\tau \right] e^{-j\omega\tau}, \end{cases}$$

où Ω est la fréquence de plasma du faisceau, compte tenu des modifications introduites par le tube conducteur et le diamètre fini du faisceau. Ces résultats prennent tout leur intérêt du fait que l'hypothèse du faisceau monocinétique a reçu une confirmation expérimentale directe dans les expériences de Cutler et Quate [9] qui, en déplaçant une cavité le long d'un faisceau d'électrons ont mis en évidence l'existence de minima du bruit d'intensité, séparés par des demi-longueurs d'onde de plasma.

3° Les formules du type (12) et (13) permettent le calcul du facteur de bruit en fonction des valeurs des fluctuations dans un plan voisin du minimum de potentiel.

Pour simplifier, considérons d'abord le cas d'un tube à propagation d'onde dont la ligne à retard est séparée du canon [comprenant la cathode et une première anode (1)] par un espace porté au potentiel de la ligne à retard, espace où la vitesse des électrons est donc v_0 et dont le temps de transit est désigné par τ_2; supposons, en outre, la charge d'espace faible au niveau de la première anode.

Les fluctuations au niveau de l'anode (1) sont données par l'équation (12) dont l'écriture se simplifie du fait que l'on suppose la charge d'espace faible au niveau de la première anode.

Elles s'écrivent alors, en appelant τ_1 le temps de transit entre (o) et (1)

$$(14) \begin{cases} \dfrac{i_\omega(1)}{I_0} = \left[\dfrac{v(o)}{v(1)} + \dfrac{a(o)\tau_1}{v(1)} \right] \dfrac{i_\omega(o)}{I_0} e^{-j\omega\tau_1} - j\omega\tau_1 \dfrac{v_\omega(o)}{v(1)} e^{-j\omega\tau_1}, \\ v_\omega(1) = - v_\omega(o) \left[1 - \dfrac{a(o)\tau_1}{v(1)} - \dfrac{2 v(o)}{v(1)} \right] e^{-j\omega\tau_1}. \end{cases}$$

L'expression du facteur de bruit de T. P. O. devient ainsi

$$F = 1 + \frac{V_0 I_0}{C_k T_a} \times \lim_{\Theta \to \infty} \left| \frac{v_\omega(o)}{v_0} \left[(\delta_2 + \delta_3)\left(1 - \frac{a(o)\tau_1}{v_0} - \frac{2 v(o)}{v_0}\right) + Cj\omega\left(\tau_1 - \tau_2\left(1 - \frac{a(o)\tau_1}{v_0} - \frac{2 v(o)}{v_0}\right)\right) \right] + \frac{C i_\omega(o)}{I_0} \delta_2 \delta_3 \left(\frac{v(o)}{v_0} + \frac{a(o)\tau_1}{v_0} \right) \right|^2.$$

On peut considérer dans cette expression comme paramètres indépendants les quantités C et

$$P = C_\omega \left[\tau_1 - \tau_2 \left(1 - \frac{a(o)\tau_1}{v_0} - \frac{2 v(o)}{v_0} \right) \right]$$

et l'on voit encore qu'il existe un minimum du facteur de bruit en fonction de C. Pour préciser ce point, supposons réalisées les conditions de gain maximum, le tube étant dépourvu d'atténuation répartie ($\delta^3 = -1$). Admettons par ailleurs que la corrélation des fluctuations de courant et de vitesse sur le plan initial soit négligeable, hypothèse qui parait raisonnable. Alors

$$(15)\quad \left\{\begin{aligned} F = 1 + \frac{V_0 I_0}{k T_a}\Big[& \frac{W_v(0)}{v_0^2 C}\,|A^2 - \sqrt{3}\,P + P^2| \\ & + \frac{W_i(0) C}{I_0^2 v_0^2}\,[v(0) + a(0)\tau_1]^2\Big], \\ \text{avec}\quad A = 1 - & \frac{a(0)\tau_1}{v_0} - \frac{2\,v(0)}{v_0}. \end{aligned}\right.$$

Le facteur de bruit est minimum si l'on peut réaliser

$$(16)\qquad P = \frac{\sqrt{3}}{2}$$

et si, en outre

$$(17)\qquad C^2 = \frac{W_v(0) I_0^2}{[v(0) + a(0)\tau_1]^2\, W_i(0)}\left[A^2 - \frac{3}{4}\right].$$

4° L'ordre de grandeur des densités spectrales d'énergie peut être obtenu à partir des hypothèses de Rack : le faisceau est supposé monocinétique à partir du minimum de potentiel et, dans ce plan, les électrons peuvent être considérés comme indépendants. C'est-à-dire que, en choisissant le plan initial au voisinage immédiat du minimum de potentiel

$$(18)\qquad \left\{\begin{aligned} W_i(0) &= 2 e I_0, \\ W_v(0) &= \frac{2e}{I_0}\left(v^2 - \bar{v}^2\right). \end{aligned}\right.$$

Si l'on admet que la distribution en vitesse des électrons est celle de Maxwell, $W_v(0)$ s'écrit

$$W_v(0) = \frac{2e}{I_0}\,\frac{2kT}{m}\left(1 - \frac{\pi}{4}\right),$$

le champ électrique continu est nul dans le plan du minimum, et la vitesse moyenne des électrons y est

$$(19)\qquad v(0) = \sqrt{\frac{2kT}{m}\,\frac{\pi}{4}},$$

$v(0)$ étant petit devant v_0 et $a(0)$ étant nul, A est égal à l'unité.

On obtient alors pour l'expression du facteur de bruit (15)

$$(20)\qquad F = 1 + \frac{2T}{T_a}\left[\left(1 - \frac{\pi}{4}\right)\frac{P^2 - P\sqrt{3} + 1}{C} + \frac{\pi}{4} C\right].$$

Avec $P = \frac{\sqrt{3}}{2}$, ce qui donne au facteur $P^2 - P\sqrt{3} + 1$ de Pierce sa valeur minimum $\frac{1}{4}$ et en choisissant C pour que $\frac{1 - \frac{\pi}{4}}{C} = \pi C$ soit $C = 0{,}26$, F prend la valeur la plus petite possible

$$(21)\qquad F_m = 1 + \frac{2T}{T_a}\sqrt{\frac{\pi}{4}\left(1 - \frac{\pi}{4}\right)}$$

pour $T_a \simeq 290°$ K, $T \simeq 1000°$ K, ceci donne $F_m = 3{,}9$ soit 5,9 db, qui est la valeur du bruit minimum indiquée par Field [10].

Si l'on suppose avec Robinson [8] que le plan initial ne peut plus être choisi au voisinage du minimum de potentiel mais que les valeurs des fluctuations y sont encore données par (18), leur corrélation restant nulle, l'expression du facteur de bruit minimum F_m prend une forme un peu différente de (21); on vérifie que la valeur de F'_m est plus grande que F_m pour un plan initial différent du plan du minimum. La valeur de C qui permet d'obtenir ce minimum est maintenant donnée par

$$C = \frac{\sqrt{\left(v^2 - \bar{v}^2\right)\left(A^2 - \frac{3}{4}\right)}}{v(0) + a(0)\tau_1}.$$

Les valeurs de C données par cette formule deviennent rapidement inférieures à 0,26 lorsqu'on éloigne le plan initial.

Cette incertitude des résultats théoriques montre qu'il est nécessaire dans la construction d'un tube expérimental d'y prévoir des paramètres variables. L'analyse précédente établit qu'il n'est pas suffisant de faire varier par exemple le courant (c'est-à-dire C) pour atteindre le bruit minimum. On n'obtiendrait ainsi qu'un minimum relatif. La variation d'un deuxième paramètre est nécessaire; ce peut être P, ou, si l'on préfère, la longueur τ_2 de l'espace de glissement.

La construction d'un tube à espace de glissement variable soulève des difficultés pratiques; par ailleurs, il n'est guère possible de réaliser des coefficients de couplage C de l'ordre de 0,2, tout au moins avec une hélice, sans utiliser de grosses densités de courant peu compatibles avec une focalisation sans courants de répartition.

5° Ces deux difficultés peuvent être tournées par l'introduction d'espaces d'accélération. L'expression du facteur de bruit dans le cas du gain maximum, qui s'obtient en faisant dans l'expression (10) $\delta^3 = -1$

et en y négligeant le deuxième terme (charge d'espace négligeable), s'écrit

$$F = 1 + \frac{V_0 I_0}{C k T_a} \lim_{\Theta \to \infty} \left| \frac{v_\omega(H)}{v_0} + \frac{i_\omega(H)}{I_0} C e^{-j\frac{\pi}{3}} \right|^2.$$

Cette expression indique que la valeur optimum de C varie dans le même sens que les fluctuations de vitesse au niveau de l'entrée de la ligne à retard. Or ces fluctuations sont plus faibles si le faisceau est accéléré; entre l'entrée (1) et la sortie (2) d'un espace d'accélération, on a en effet

$$v_\omega(2) = v_\omega(1) \frac{v(1)}{v(2)},$$

et la fluctuation relative de vitesse se trouve divisée à l'issue de l'espace d'accélération par le rapport des tensions appliquées aux extrémités de cet espace.

Pour préciser ce point, calculons le facteur de bruit dans le cas simple où le tube, supposé sans atténuation répartie, est réglé au maximum de gain. Posons que la première anode est suivie de $(n - 1)$ électrodes limitant des espaces d'accélération ou de ralentissement à des tensions assez grandes pour que la charge d'espace demeure négligeable. Dans l'espace limité par les électrodes (1) et (2), on a

$$\frac{i_\omega(2)}{I_0} = \frac{i_\omega(1)}{I_0} - j\omega\tau_2 \frac{v_\omega(1)}{v(2)},$$

et en combinant les relations relatives aux espaces successifs, on obtient sur la $n^{\text{ième}}$ anode

$$\frac{i_\omega(n)}{I_0} = \frac{i_\omega(0)}{I_0} \frac{v(0)}{v(1)} - j v_\omega(0) v(1) \left[\frac{\omega\tau_1}{v^2(1)} - \sum_{2}^{n} {}_i \frac{\omega\tau_i}{v_i v_{i-1}} \right].$$

τ_i est le temps de transit entre l'anode $i - 1$ et i; v (0) représente la vitesse continue des électrons et i_ω (0) et v_ω (0) les fluctuations d'intensité et de vitesse sur le plan initial supposé confondu avec le minimum de potentiel devant la cathode.

Le facteur de bruit est ainsi

$$(22) \quad F = 1 + \frac{2T}{T_a} \left[\frac{1 - \frac{\pi}{4}}{C \frac{V_0}{V_1}} (P'^2 - P'\sqrt{3} + 1) + \frac{\pi}{4} C \frac{V_0}{V_1} \right],$$

formule identique à (20) si l'on substitue $C \frac{V_0}{V_1}$ à C et

$$P' = C V_0 \left| \frac{\omega\tau_1}{V_1} - \frac{\omega\tau_2}{\sqrt{V_1 V_2}} - \frac{\omega\tau_3}{\sqrt{V_2 V_3}} \cdots \right|$$

à $P = C\omega\,(\tau_1 - \tau_2)$.

La valeur minimum du facteur de bruit donné par (22) est identique à (21). Elle est obtenue lorsque

$$(a) \qquad \frac{C V_0}{V_1} = 0,26$$

$\left(\frac{V_0}{V_1}\right.$ est ici le rapport des tensions de la ligne à retard et de la première anode$\Big)$ et

$$(b) \qquad P' = C V_0 \left| \frac{\omega\tau_1}{V_1} - \frac{\omega\tau_2}{\sqrt{V_1 V_2}} \cdots \right| = \frac{\sqrt{3}}{2}.$$

Les valeurs de C, de l'ordre de

$$C \simeq 0,2 \frac{V_1}{V_2}$$

sont beaucoup plus faciles à obtenir; et en outre, la condition (*b*) indique que la variation du paramètre P' pourra être réalisée à partir de la tension d'une seule électrode supplémentaire V_2. La position de cette électrode n'a théoriquement pas d'importance : la valeur du facteur de bruit minimum n'en dépend pas. En fait, il faut que le réglage de sa tension ne soit pas trop critique au voisinage du minimum de bruit, et d'autre part des considérations de focalisation peuvent intervenir.

6° Les calculs des trois derniers paragraphes supposent la charge d'espace faible. Lorsqu'il n'en est pas ainsi des modifications s'introduisent. Ainsi, lorsque la longueur de l'espace de glissement qui précède la ligne à retard varie, on doit observer une suite de minima du facteur de bruit en des points distants les uns des autres d'une demi-longueur d'onde de plasma. Le calcul le précise immédiatement. L'expression (10) du facteur de bruit, compte tenu du champ de charge d'espace, devient en effet

$$F = 1 + \frac{V_0 I_0}{C k T_a} (\delta_1 - b)^2 \lim_{\Theta \to \infty} \left| \frac{v_\omega(H)}{v_0} + C\delta_1 \frac{i_\omega(H)}{I_0} \right|^2$$

avec

$$b = \frac{3 - \Gamma_0}{2C\sqrt{3}}.$$

Si l'on peut admettre les conditions (18) et supposer le « plan initial » des fluctuations confondues avec le minimum de potentiel, on obtient, pour un tube ne comportant qu'une anode au potentiel de la ligne à retard :

$$F = 1 + \frac{2T}{T_a} (\delta_1 - b)^2 \left[\frac{1 - \frac{\pi}{4}}{C} (p + q\sqrt{3})^2 + \frac{\pi}{4} C (p\sqrt{2} + q)^2 \left(\frac{\Omega}{C\omega}\right)^2 \right],$$

où

$$p = \cos \Omega\tau + jC\delta_1 \sin \Omega\tau$$

et

$$q = \sin \Omega\tau - jC\delta_1 \cos \Omega\tau$$

désignant le temps de transit dans l'espace anode-ligne à retard. Lorsque la charge d'espace n'est pas trop forte, et pour de faibles valeurs de C, c'est le premier terme qui est prépondérant. Watkins, Tien et Field montrent qu'il peut être très diminué en provoquant une accélération rapide en des points du faisceau où la modulation de vitesse est maximum [*cf.* relations (13)] et un ralentissement rapide, en des points du faisceau où cette modulation de vitesse est faible [4].

La charge d'espace du tube expérimental que nous voulons décrire étant très faible, nous ne développerons pas davantage ce point particulier.

4. Un tube expérimental.

1° Des considérations théoriques développées dans les paragraphes précédents, il résulte une conclusion d'intérêt pratique : les données théoriques sont trop lâches pour fixer avec certitude les dimensions exactes, les tensions de fonctionnement et le courant d'un T. P. O. à faible bruit; en particulier, il est prudent de n'utiliser les hypothèses de Rack que pour donner un ordre de grandeur des différents éléments. Ces données présentent cependant l'intérêt d'indiquer le nombre de paramètres qu'il faut garder indépendants pour obtenir le facteur de bruit le plus faible possible et de fixer le choix de ces paramètres. Il apparaît ainsi que, au moins pour des courants assez faibles et des tensions assez élevées pour que la charge d'espace puisse être considérée comme négligeable après la première anode, un tube comprenant une cathode suivie de deux anodes à potentiels variables précédant la ligne à retard est susceptible de donner de bons résultats, la variation de tensions des deux anodes permettant d'obtenir en principe le minimum absolu du facteur de bruit; on voit en outre que l'introduction d'une troisième électrode n'apporterait aucune amélioration supplémentaire.

2° En fait, l'analyse théorique précédente est basée sur quelques hypothèses fondamentales et des précautions doivent être prises pour qu'elles soient réalisées. On y suppose d'abord que les mouvements des électrons sont déterminés uniquement par les tensions appliquées aux électrodes et par la composante continue de la charge d'espace; autrement dit, on néglige la présence éventuelle d'ions dans le faisceau. Par ailleurs, la théorie est basée sur un schéma unidimensionnel, et les T. P. O., tout au moins ceux du type classique, utilisent un faisceau de dimension transversale très faible devant sa longueur; des mouvements transversaux et des déformations du faisceau peuvent se produire lorsque varient les tensions des électrodes, et des « bruits de répartition » peuvent prendre naissance.

Si une fraction r_0 du courant total est captée par une électrode précédant la ligne à retard, tout se passe comme si aux fluctuations du faisceau se superposaient des fluctuations de courant indépendantes dont la densité d'énergie, lorsque r_0 ne dépasse pas quelques centièmes est

$$W_i = 2eI_0r_0.$$

L'équation (20) du facteur de bruit devient alors

$$F = 1 + \frac{2T}{T_a}\left[\frac{1-\frac{\pi}{4}}{C}(P^2 - P\sqrt{3} + 1) + \left(\frac{\pi}{4} + r_0\tau_i\right)C\right],$$

dont le minimum

$$F_m = 1 + \frac{2T}{T_a}\sqrt{\left(\frac{\pi}{4} + r_0\tau_i\right)\left(1 - \frac{\pi}{4}\right)}$$

est obtenu pour des valeurs de C inférieures à 0,26.

En raison des valeurs élevées de τ_i (qui, avec une cathode à oxyde, est de l'ordre de $10\,V_0$ (volts) cette cause de bruit devient rapidement très importante.

Des bruits de répartition d'une autre nature prennent naissance lorsque le champ électrique d'interaction varie dans la section du faisceau, les différents pinceaux d'électrons ayant alors un comportement différent. Les conditions de minimum de bruit ne pouvant pas être réalisées simultanément pour les différents pinceaux d'électrons, il en résulte une augmentation du facteur de bruit minimum. Des calculs poussés ont été faits par Kompfner et Robinson [2], en ne tenant compte toutefois que des fluctuations d'intensité du faisceau. On y vérifie que ces effets sont faibles si le rayon du faisceau mesuré en angle de transit est petit devant l'unité, les champs longitudinaux d'une ligne à retard cylindrique variant en $I_0(\beta r)$ au voisinage de son axe.

3° Dans le tube expérimental décrit ici, on s'est attaché à diminuer le plus possible ces divers effets :

— Pour obtenir un bon vide, le tube, que représente la figure 1, a été réalisé dans une enveloppe de verre, les matériaux le composant étant le molybdène, le tungstène, le tantale et le quartz, des étu-

vages prolongés permettant d'assurer un bon dégazage.

— Pour faciliter la focalisation, éviter les bruits

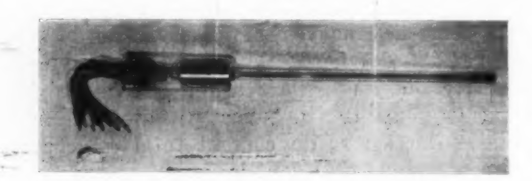


Fig. 1.

de répartition et diminuer les effets de charge d'espace, le faisceau a été choisi de faible intensité (100 à 600 μ A) et son diamètre petit (rayon en angle de transit de l'ordre de 0,5); la tension de l'hélice utilisée comme ligne à retard étant élevée (2 000 V) et son diamètre faible (rayon correspondant à un angle de transit de l'ordre de l'unité).

— Enfin, le champ magnétique de focalisation a été choisi très grand pour permettre de faire varier les tensions d'anodes sans entraîner de modifications importantes de la forme et des dimensions du faisceau. Ainsi, alors que le champ minimum nécessaire pour focaliser le faisceau, lorsque la cathode n'est pas dans le champ magnétique, est

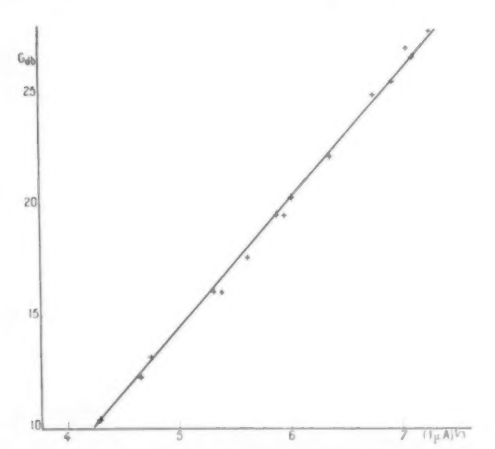


Fig. 2. — Gain d'un tube A pourvu d'une hélice de longueur utile 35 cm. Lorsque le champ de focalisation est suffisant, le gain est linéaire en fonction de la racine cubique du courant.

inférieur à 100 Gs, la cathode a été plongée dans le champ magnétique et des champs de l'ordre de 500 à 800 Gs ont été utilisés.

4° L'efficacité de ces précautions se trouve partiellement confirmée par l'examen de la focalisation et du gain en fonction du courant. Le champ magnétique était créé par une suite de bobines indépendantes; pour la plupart des tubes, ces bobines pouvaient être disposées et leurs courants choisis de façon que :

— le courant des anodes reste constamment nul;

— le courant capté par l'hélice reste inférieur à 0,5 μ A pour des courants du collecteur variant de 100 à 600 μ A et des tensions de deuxième anode comprises entre 500 V et 0 V (trou d'anode de diamètre 3 mm pour une cathode de 0,5 mm de diamètre);

— le gain pour un courant donné reste indé-

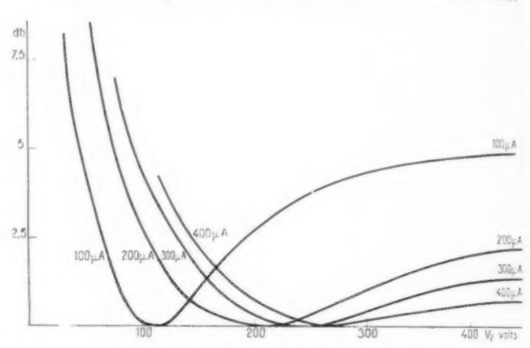


Fig. 3. — Variation relative du facteur de bruit du tube A en fonction de la tension de deuxième anode.

pendant de la tension de deuxième anode (variations inférieures à 10 %, soit moins de 0,5 db);

— le gain (mesuré en décibel) soit une fonction linéaire de la racine cubique du courant. La figure 2 donne les résultats de mesures du gain effectuées sur un tube. La tension de l'hélice était, pour chaque valeur du courant, réglée au maximum de gain.

5° *a*. Les courbes de la figure 3 donnent les variations relatives du facteur de bruit observées sur un tube, en fonction de la tension de sa deuxième anode, pour différents courants. On y voit que les minima s'obtiennent pour des tensions plus élevées lorsque le courant croît (cf. *fig.* 4). L'interprétation de ce fait est immédiate si l'on observe que, la pervéance $\mathcal{P}_0$ du canon restant constante, P' est de la forme

$$P' = k\mathcal{P}_0^{\frac{1}{3}}\left[\frac{\omega\tau_1}{\sqrt{V_1}} - \frac{\omega(\tau_2+\tau'_3)}{\sqrt{V_2}}\cdots\right],$$

d'où il résulte que pour conserver un minimum relatif de bruit en fonction de P', V_1 et V_2 doivent avoir le même sens de variation. La tension d'hélice était réglée pour chaque courant au maximum du gain.

Les courbes de variation du facteur de bruit en

fonction de la tension de la deuxième anode (*fig.* 3) font apparaître des minima étalés sur un domaine de tension relativement large; et, lorsque le champ magnétique de focalisation est faible, on observe plutôt dans ce domaine de tensions, une suite de minima assez peu marqués. Ceux-ci sont liés, semble-t-il, à l'existence de bruits de répartition de deuxième espèce d'importance plus ou moins

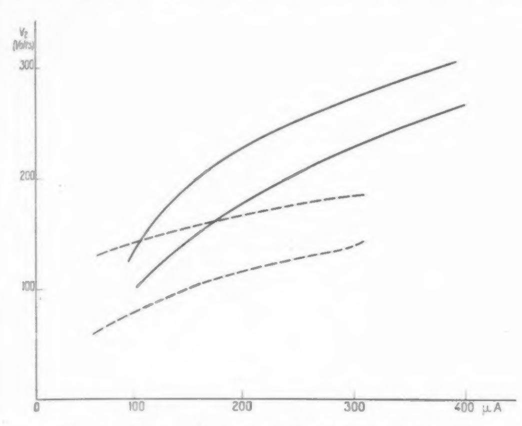


Fig. 4. — Variation de la tension V_2 optimum en fonction du courant.

Courbes I en trait plein : tube A.
Courbes II en pointillé : tube dont l'espace d'accélération est plus court que le précédent.

Lorsque V_2 varie entre les valeurs extrêmes définies par les courbes I (ou II), le facteur de bruit ne subit que de faibles variations.

grande lorsque la forme du faisceau est modifiée par la tension de deuxième anode.

b. Les mesures du facteur de bruit minimum en fonction du courant sont plus délicates car elles nécessitent une mesure précise du gain; la dispersion des résultats est importante. Ceux-ci font cependant apparaître un minimum, comme le fait prévoir la théorie. La courbe de la figure 5, est un exemple des résultats expérimentaux obtenus. Le calcul montre que la valeur de C qui en résulte est inférieure à 0,26.

c. Des modifications des distances interélectrodes ont été faites. Sur un tube, par exemple, la distance entre la deuxième anode et l'entrée de l'hélice a été diminuée de 20 %. Il en est résulté un abaissement de la tension optimum de deuxième anode que signale la courbe en trait interrompu de la figure 4. Les écarts observés sur la valeur absolue du facteur de bruit étaient de l'ordre de grandeur de ceux que l'on obtenait sur deux tubes de construction apparemment identiques; et ceci encore est conforme à la théorie qui prévoit une valeur constante du facteur de bruit.

Des mesures faites sur des tubes pourvus d'un même canon mais d'hélices de différentes longueurs ont montré que le facteur de bruit était plus important pour des tubes pourvus d'une hélice plus longue. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que l'approximation avec laquelle on peut considérer comme monocinétique un faisceau est moins bonne lorsqu'il est plus long et que par ailleurs les bruits de répartition y sont plus importants.

d. Les mesures absolues du bruit ont été faites en utilisant comme élément de comparaison le bruit délivré par un tube « germicide » commercial dont la température de bruit est de l'ordre de 11300° K. On a obtenu ainsi pour des tubes courts (hélice de longueur utile 28 cm) des facteurs de bruit de l'ordre de 11 à 13 db avec des gains de l'ordre de 10 à 15 db et pour les tubes longs (hélice de longueur utile 36 cm), des facteurs de bruit de 13 à 14 db et des gains de 15 à 20 db, les valeurs minima de bruit étant obtenues dans chaque tube pour des courants assez différents. Le meilleur résultat obtenu, en réglant tout particulièrement la valeur du courant de focalisation et la position des bobines de focalisation, a été un rapport bruit du tube à

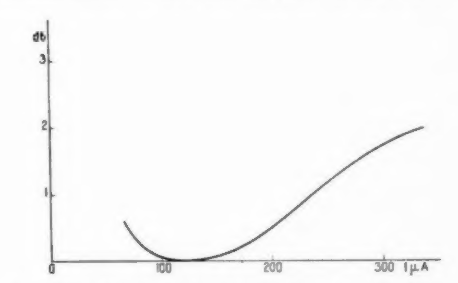


Fig. 5. — Variation du facteur de bruit en fonction du courant.

Pour chaque valeur du courant, la tension d'hélice est réglée au gain maximum, la tension de deuxième anode au bruit minimum.

gaz sur bruit du T. P. O. de 3,5 correspondant à un facteur de bruit de l'ordre de 10 db; le gain était alors de 14 db.

5. Conclusion.

Les mesures effectuées sur ces tubes expérimentaux donnent des facteurs de bruit qui, bien que plus élevés, sont déjà de l'ordre de grandeur de ceux qu'indiquent la théorie. Malgré leur imprécision, les hypothèses qui servent de base au calcul montrent que des améliorations sont encore possibles.

Un travail important reste cependant à faire pour obtenir ces améliorations, simplifier les conditions de fonctionnement et aboutir à une forme industrielle rendant avantageuse l'emploi de ce type de tube dans les récepteurs pour hyperfréquences.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. R. Pierce, *Traveling wave tubes*, Van Nostrand, New-York.

[2] F. N. Robinson et R. Kompfner, *Noise in traveling wave tube* (*Proc. Inst. Radio Engr.*, vol. 39, août 1951, p. 918).

[3] D. Smullin, *Quarterly progress Reports M. I. T.* 15 juillet 1951.

[4] Watkins, *Traveling wave tube noise figure* (*Proc. Inst. Radio Engrs*, vol. 40, janvier 1952, p. 65).

[5] D. K. C. Mac Donald, *Transit time deterioration of space charge reduction of shot effect* (*Phil. Mag.* vol. 40, mai 1949, p. 561).

[6] R. Warnecke et P. Guenard, *Les tubes à modulation de vitesse*, Gauthier-Villars éditeur, 1951.

[7] G. Convert, *Sur le calcul du bruit électronique dans des espaces interélectrodes sans champ magnétique transversal* (*Annales de Radioél.*, t. 7, nº 27, janvier 1952, p. 10).

[8] F. N. H. Robinson, *Space charge smoothing of microwave shot noise in electron beams* (*Phil. Mag.*, vol. 43, nº 336, janvier 1952, p. 51).

[9] C. C. Cutler et C. F. Quate, *Experimental verification of space charge and transit time reduction of noise in electron beams* (*Phys. Rev.*, vol. 80, nº 5, 1er décembre 1950, p. 875).

[10] Watkins et L. M. Field, *Quarterly Status Report*, nº 12, Standford University.

142532-52. — Imp. Gauthier-Villars
55, quai des Grands-Augustins, Paris

Dépôt légal, Imprimeur, 1952, nº 733

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER - VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
142532

Le Gérant : L. P. BOULANGER

